LAL 00-65
Oct. 2000

THÈSE de DOCTORAT de L'UNIVERSITÉ PARIS 7

présentée par

Nicolas REGNAULT

en vue de l'obtention du grade de Docteur de l'Université de Paris 7

Spécialité : Champs, Particules, Matières

Recherche de supernovæ avec EROS2

Étude photométrique de SNIa proches et mesure de H_0

Soutenue le 3 Octobre 2000, devant le jury composé de

François Richard	président
Bruno Leibundgut	rapporteur
Daniel Vignaud	rapporteur
Olivier Perdereau	
Michel Spiro	
François Vannucci	

A mes très chers parents

LE DEUXIÈME ASTRONOME : [...] Si l'on avait pris pour argent comptant tout ce qui s'est affirmé ces cinquantes dernières années ! En l'an 1572, dans la plus haute sphère, la huitième, la sphère des étoiles fixes, une nouvelle étoile se met à briller, plutôt plus lumineuse et plus brillante que toutes les étoiles avoisinantes, mais un an et demi ne s'est pas écoulé qu'elle disparait et sombre dans le néant. Faut-il alors se demander : qu'en est-il de la durée éternelle et de l'incorruptibilité du ciel ?

LE PHILOSOPHE : si on le leur permet, ils finiront par nous démolir tout le ciel étoilé.

Berthold BRECHT, *La vie de Galilée.*

Remerciements

Je remercie MM. Jacques Lefrançois et Francois Richard de m'avoir accueilli au LAL durant ces trois années de thèse. Je remercie François Richard d'avoir accepté la présidence de mon jury.

Merci à Michel Spiro et François Vannucci d'avoir accepté de faire partie de mon jury, ainsi qu'à Bruno Leibundgut et Daniel Vignaud, mes rapporteurs, pour leurs commentaires et suggestions.

Je suis particulièrement reconnaissant à Olivier, dont les conseils m'ont permis d'éviter bien des écueils. Olivier, je te remercie surtout de m'avoir appris la valeur des mots « acharnement » et « entêtement ».

Ma gratitude va également à Jacques Haissinski pour ses encouragements, sa relecture patiente de ce manuscrit et ses commentaires précieux. Durant ces trois années, j'ai également bénéficié du soutien et des conseils enthousiastes de Marc, Réza et François. Qu'ils en soient remerciés ici.

J'ai beaucoup apprécié l'ambiance au sein du groupe EROS. Je voudrais saluer et remercier mes prédécesseurs, Bruno et Fred, et souhaiter bon courage à ceux qui suivront, en particulier Stéphane et Youcef. Merci à Sophie qui a ensoleillé la fin de cette thèse.

Ce travail a vu le jour au sein de la Collaboration EROS2, dont je remercie tous les membres, trop nombreux pour être cités ici. Ma gratitude va notamment à Jim Rich à qui ce travail doit beaucoup.

Je voudrais remercier ma famille et tout particulièrement mes parents pour leur soutien sans faille. Enfin, merci à Lucile pour m'avoir supporté.

Table des matières

Table des figures

Liste des tableaux

Introduction

A l'échelle cosmologique, les supernovæ de type Ia (SNIa) constituent les indicateurs de distance les plus précis connus à ce jour. Ces objets ont été utilisés avec succès pour étudier la relation entre la distance de luminosité, d_L, et le décalage spectral z. La détermination de $d_L(z)$ est l'un des tests cosmologiques les plus simples et permet de contraindre la géométrie de l'univers et donc de mesurer les principaux paramètres cosmologiques : la constante de Hubble, H_0, la densité d'énergie Ω_{m_0} et la constante cosmologique, Ω_{Λ_0}.

Cette utilisation des SNIa repose sur des corrélations entre la luminosité maximale de ces objets et d'autres observables telles que leur taux de décroissance ou leur couleur au maximum. Ces relations, soupçonnées dès les années 1970, semblent être confirmées depuis une dizaine d'années sur des lots de SNIa plus importants. Si la forme exacte de ces relations de corrélation est encore discutée, il est admis que la grandeur construite à partir de la magnitude au maximum des SNIa « corrigée » de ces corrélations présente une dispersion de 10% à 15% environ, contre 35 à 40% pour les magnitudes non corrigées. Cela améliore d'autant la qualité des mesures de distances réalisées avec des SNIa. Récemment, des mesures spectaculaires de Ω_{m_0} et Ω_{Λ_0} ont été présentées par deux groupes étudiant des SNIa lointaines.

La détermination de ces relations est dominée par quelques SNIa « particulières » dont les caractéristiques spectrales, le taux de décroissance et la luminosité au maximum diffèrent de la moyenne. Bien que les recherches systématiques de SNIa aient permis d'étudier de plus nombreux objets ces dernières années, elles restent encore trop rares pour déterminer précisément les relations de standardisation.

En outre, la physique des supernovæ de type Ia est complexe et encore mal connue ; il n'existe pas à ce jour de lot de données permettant de contraindre les modèles d'explosion. La réduction des incertitudes affectant les mesures actuelles des paramètres cosmologiques exige donc une meilleure connaissance empirique et théorique des SNIa.

Un tel effort consiste à coordonner des moyens de détection automatique de supernovæ avec des moyens de suivi photométrique et spectroscopique. Les données photométriques accumulées permettent d'étudier les courbes de lumière des SNIa découvertes, de les comparer à celles déjà observées, éventuellement de les utiliser pour mesurer H_0. C'est dans ce cadre que se place le travail présenté dans cette thèse.

Les données spectroscopiques, outre l'examen en ligne de quelques unes d'entre elles, permettant de cataloguer les détection et de déterminer leur décalage spectral, permettent quant à elles, d'une part d'affiner l'analyse des données photométriques (comparaison entre SNe de z différent), surtout d'étudier en détail chaque SN « en tant que telle ». Elles sont aussi intégrées dans les outils permettant de comparer les SNe proches et distantes. Un autre objectif est la mise en évidence d'objets présentant une caractéristique très différente des SNIa observées jusqu'à présent, susceptible de remettre en cause leur utilisation cosmologique.

L'expérience EROS2 consacre environ 10% de son temps d'observation à la détection de supernovæ. Entre le printemps 1997, date du début de la recherche systématique et la fin de 1999, près de 60 SNe ont été détectées. Au printemps 1999, EROS2 a participé à une campagne mondiale de recherche et d'étude de SNIa proches, réunissant neuf groupes de recherche, et coordonnée par le *Supernova Cosmology Project*. Parmi les 50 SNe détectées par le consortium (25 par EROS2), 19 se sont révélé être des SNIa proches de leur maximum de luminosité, et situées à un décalage spectral z compris entre 0.002 et 0.24. Tous ces objets ont fait l'objet d'un suivi photométrique dans les bandes passantes standard $UBVRI$, avec un échantillonnage moyen de 12 points par SN et par bande spectrale. Par ailleurs, entre 5 et 10 spectres ont été collectés pour chaque supernova, à différents stades de son évolution.

Ce travail de thèse porte principalement sur l'analyse du suivi photométrique des SNIa découvertes au printemps 1999, dans les bandes spectrales $BVRI$. Nous décrirons en particulier les différentes techniques de photométrie mises au point, ainsi que le délicat processus d'intercalibration des 10 télescopes de suivi. Les courbes de lumière produites ont ensuite été analysées. Une technique originale de reconstruction du maximum de luminosité et du taux de décroissance a été mise en œuvre, et les relations de standardisation réétudiées. Simultanément, une mesure de la constante de Hubble, H_0 a été réalisée.

Le mémoire est divisé en trois parties et 8 chapitres. Nous aborderons tout d'abord le contexte théorique de ce travail de thèse. Le premier chapitre présente les grandes lignes du modèle standard cosmologique, et décrit les principales techniques de mesure des paramètres cosmologiques donnant actuellement leurs premiers résultats. Nous détaillerons plus particulièrement la mesure de la relation $d_L(z)$ à l'aide de chandelles standard. Le second chapitre est consacré aux supernovæ et plus spécialement aux supernovæ de type Ia. Nous décrirons les principaux modèles de progéniteurs ainsi que les scénarios théoriques conduisant à l'explosion. Nous discuterons les corrélations entre magnitude absolue au maximum M_{max} et taux de décroissance ou couleur qui permettent de réduire la dispersion de M_{max}.

Le troisième chapitre est consacré à la description de l'expérience EROS2 et des principaux résultats de physique publiés par la collaboration. Le chapitre suivant décrit un travail technique réalisé au cours de la seconde année de thèse : la détermination de la forme des bandes passantes du télescope Marly. Une bonne connaissance de la forme et du positionnement des bandes passantes, autrement dit des termes de couleur du télescope, est en effet nécessaire à la collaboration. Nous présentons enfin au chapitre 5 les techniques de détection de SNe utilisées par la collaboration, ainsi que les principaux résultats des campagnes de recherche menées au cours de ce travail de thèse.

Enfin, la dernière partie aborde la principale étude réalisée au cours de ce travail de thèse : l'analyse des données de suivi photométriques des SNIa détectée au printemps 1999. Le chapitre 6 décrit les techniques photométriques mises au point au cours de la thèse, ainsi que le processus de calibration des mesures. Les courbes de lumière produites avec ces méthodes sont présentées au chapitre 7. Enfin, le dernier chapitre est consacré à l'analyse de ces données photométriques. Nous décrirons la technique de reconstruction du maximum de luminosité, du taux de décroissance et de la couleur au maximum de ces objets. Les SNIa découvertes et étudiées au cours de cette thèse sont ensuite comparées à des lots déjà publiés. Ces objets sont ensuite combinés, afin de réétudier les relations de standardisation mentionnées plus haut. Une mesure de la constante de Hubble, H_0, est simultanément réalisée.

Première partie

Contexte théorique

Chapitre 1

Le modèle standard cosmologique

Le modèle standard du big-bang constitue un cadre théorique cohérent pour interpréter la majeure partie des observations cosmologiques actuelles : abondances des éléments légers, expansion, existence d'un fond cosmologique de photons... Son formalisme est celui des modèles de Friedman-Lemaître-Robertson-Walker (FLRW), qui constituent les modèles les plus simples d'univers homogène, isotrope et non statique.

Les moyens observationnels de plus en plus puissants dont nous disposons permettent depuis quelques années de contraindre les principaux paramètres du modèle standard, en particulier le taux d'expansion de l'univers, H_0, la densité de matière, Ω_{m_0}, et une éventuelle constante cosmologique, Ω_{Λ_0}. La mesure précise de ces paramètres constitue l'un des principaux enjeux de la cosmologie observationnelle. Nous décrirons les principaux tests mis en œuvre, et tout particulièrement l'étude de la géométrie de l'univers à grande échelle, au moyen de *chandelles standard*.

1.1 Un univers homogène, isotrope, en expansion

Jusqu'à des échelles de quelques centaines de mégaparsecs[1] (Mpc), l'univers est un système complexe : les étoiles forment des galaxies qui se regroupent dans des amas, eux-mêmes formant des super-amas... A plus grande échelle, cependant, la structure de l'univers satisfait à trois principes fondamentaux :

L'univers est isotrope La meilleure illustration en est fournie par l'observation du rayonnement de fond cosmologique à 2.7 K (CMB), produit par les photons de l'univers primordial. Les observations du satellite COBE ont montré que le spectre du CMB était celui d'un corps noir de température (Fixsen *et al.*, 1996) :

$$T_0 = 2.728 \pm 0.002K \tag{1.1}$$

Ce rayonnement est presque isotrope : les variations relatives de T_0 suivant la direction d'observation n'excèdent pas 1/10000. Cela a d'importantes conséquences sur la densité de matière de l'univers ρ, moyennée sur des volumes de l'ordre de 4000 Mpc^3. On montre en effet (Sachs &

[1]Le parsec (pc) est l'unité de longueur définie comme la distance qui nous sépare d'une étoile dont la position apparente dans le ciel varie d'une seconde d'arc du fait de la parallaxe. Numériquement, on montre que 1pc $\sim$ 3.26 années lumière.

Wolfe, 1967) qu'à cette échelle :

$$\frac{\delta\rho}{\rho} \propto \frac{\delta T}{T} \sim 10^{-4} \tag{1.2}$$

L'isotropie de l'univers est également confirmée par des résultats des expériences de comptage de galaxies lointaines (Peebles, 1993).

L'univers est homogène L'homogénéité de l'univers ne découle pas de l'isotropie, mais est une propriété supplémentaire, qui peut être partiellement vérifiée par des comptages de galaxies. On montre en effet que si la densité de galaxies moyennée sur une certaine échelle est spatialement uniforme, le nombre d'objets de luminosité apparente l supérieure à un certain seuil l_s vérifie :

$$N(l > l_s) \propto l^{-3/2} \tag{1.3}$$

Cette loi est bien vérifiée jusqu'à des distances de l'ordre de 600 h^{-1} Mpc $\sim$ 400 Mpc. Au delà se manifestent des déviations dues à l'évolution de l'univers, qui se manifeste à ces distances tel qu'il était il y a 2.5 Gyr.

L'homogénéité et l'isotropie ont des conséquences importantes ; en particulier, il est possible de définir un temps universel : la densité étant uniforme, le temps s'écoule de la même manière en tout point de l'univers. Il s'ensuit que tous les observateurs peuvent se mettre d'accord pour synchroniser leurs horloges lorsque la température du CMB atteint une certaine valeur T_0, ce qui permet de définir une origine commune.

L'univers est en expansion La « fuite » des galaxies lointaines a été mise en évidence par Hubble (Hubble & Humason, 1931). Ce phénomène se manifeste par le décalage vers le rouge du spectre des objets et peut être interprété en termes d'effet Doppler tant que les vitesses en jeu sont petites devant c. Nous présenterons dans la section 1.2.2 une approche plus correcte. Considérons une galaxie animée d'une vitesse radiale $v_{\|}$, par rapport à nous. Un photon émis par cette galaxie avec une longueur d'onde λ_e sera détecté sur Terre avec une longueur d'onde λ_0, telle que[2]

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_e} - 1 = \frac{v_{\|}}{c} \equiv z \tag{1.4}$$

z est appelé décalage spectral (ou *redshift*) de la galaxie, et cz est une mesure de $v_{\|}$. Dès Hubble, les mesures montrent que la vitesse de récession d'une galaxie est, en première approximation, proportionnelle à son éloignement :

$$cz = v_{\|} = \frac{dl}{dt} \ \sim \ H(t)\ l \tag{1.5}$$

A priori, le paramètre H est une fonction du temps. On note H_0 et on appelle *constante de Hubble* sa valeur actuelle. H_0 a les dimensions de l'inverse d'un temps. On l'exprime généralement en km s^{-1} Mpc^{-1}. Ainsi, les quantités

$$\begin{cases} T_H & = 1/H_0 \\ L_H & = c/H_0 \end{cases} \tag{1.6}$$

[2]Les formules qui suivent ne sont valables que si la vitesse de récession $v_{\|}$ de la galaxie n'est pas trop grande. Nous établirons par la suite les expressions correctes.

ont respectivement les dimensions d'un temps et d'une longueur. T_H est le *temps de Hubble* : il donne un ordre de grandeur de l'âge de l'univers. Plus précisément, si H ne dépendait pas de t, T_H serait le temps nécessaire, en inversant l'expansion pour remonter à la singularité initiale. De même, L_H est appelé *longueur de Hubble* et donne, dans la même approximation, la taille de notre horizon, *i.e.* la distance maximale qu'a pu parcourir un photon depuis le big-bang.

Nous verrons par la suite que la mesure de la constante de Hubble est difficile, et d'autant plus cruciale que H_0 intervient dans de nombreuses expressions. Une valeur publiée récemment est (Freedman, 1999) :

$$H_0 = 71 \pm 3 \ \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \tag{1.7}$$

Pour plus de commodité, on définit également la *constante de Hubble réduite*, sans dimensions, $h_0 = H_0/(100 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}) \sim 0.71$. Cette valeur se traduit par :

$$\begin{cases} T_H = \ 9.78 \ h^{-1} \text{ Gyr} & \sim 14 \text{ Gyr} \\ L_H = 3000 \ h^{-1} \text{ Mpc} & \sim 4200 \text{ Mpc} \end{cases} \tag{1.8}$$

Si le taux d'expansion était constant, ces quantités représenteraient exactement l'âge de l'univers et la taille de l'horizon. Dans le cas général, les équations d'évolution de l'univers (1.10, 1.22) permettent d'en calculer les valeurs exactes (voir l'équation 1.52 par exemple).

Notons que du fait de son histoire et de son voisinage, chaque objet est animé d'une vitesse particulière par rapport au CMB, de l'ordre de quelques centaines de kilomètres par seconde. Il s'ensuit que le flot de Hubble n'est prédominant qu'à partir d'un décalage spectral $z \sim 0.02$, ($v_{\|} \sim 6000$ km s^{-1}), soit une échelle de $60h^{-1}$ Mpc ~ 85 Mpc.

Nous allons maintenant décrire succinctement les modèles les plus simples d'univers homogènes, isotropes et non-stationnaires, à savoir les modèles de Friedman-Lemaître-Robertson-Walker.

1.2 Les modèles FLRW

La relativité générale décrit le champ de gravitation comme une manifestation des proprifés géométriques de l'espace-temps. Celles-ci sont décrites en tout point $\bar{x}$ de l'espace-temps par le tenseur métrique $g_{\mu\nu}(\bar{x})$. La distance covariante de deux événements dont les coordonnées diffèrent de dx^μ s'écrit :

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu \tag{1.9}$$

Le tenseur métrique est lié par l'équation d'Einstein à la densité d'énergie, en chaque point, décrite par le tenseur énergie-impulsion $T_{\mu\nu}$:

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} R g_{\mu\nu} - \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi G T_{\mu\nu} \tag{1.10}$$

$R_{\mu\nu}$ est le tenseur de courbure contracté, fonction de $g_{\mu\nu}$ et de ses dérivées secondes. R est la trace de $R_{\mu\nu}$. G est la constante de la gravitation universelle, et Λ est la constante cosmologique. Nous allons maintenant voir quelle forme prennent les équations d'Einstein pour un univers homogène et isotrope.

1.2.1 La métrique de Robertson-Walker

Le tenseur métrique $g_{\mu\nu}(\bar{x})$ est symétrique : $g_{\mu\nu}(\bar{x}) = g_{\nu\mu}(\bar{x})$. Dans le cas général, la géométrie de l'espace est donc décrite par dix fonctions indépendantes. On montre cependant que pour un univers homogène et isotrope, la métrique se simplifie en :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 \left(d\theta^2 + \sin^2\theta \; d\phi^2\right)\right] \tag{1.11}$$

Le terme k, décrit la courbure de l'univers, qui sera respectivement fermé, plat ou ouvert, suivant que k sera égal à 1, 0 ou -1. $R(t)$ est un paramètre d'échelle qui décrit l'expansion. On l'exprime souvent sous la forme du paramètre sans dimension $a(t) = R(t)/R_0$, où R_0 est la valeur actuelle de $R(t)$. Ainsi, deux galaxies distantes de l_0 à la date $t = t_0$ verront leurs distances augmenter selon la relation $l(t) = l_0 \; a(t)$. Avec ces notations le taux d'expansion $H(t)$ s'écrit :

$$H(t) = \frac{\dot{a}}{a} \tag{1.12}$$

Physiquement, on peut mesurer la distance dl entre deux points proches situés en $(r, 0, 0)$ et $(r + dr, 0, 0)$ en mesurant le temps d'aller-retour d'un faisceau lumineux. La lumière suivant les géodésiques de l'espace-temps, d'équation $ds^2 = 0$, cette distance vérifie $dl = c \; dt = R(t) \; (1 - kr^2)^{-1/2} dr$. Ce n'est pas une fonction simple de dr, aussi introduit-on généralement la coordonnée angulaire χ, telle que

$$d\chi = (1 - kr^2)^{-1/2} dr \tag{1.13}$$

On a alors $r = S_k(\chi)$, où la fonction $S_k(\chi)$ est égale à $\sin\chi$, χ ou $\sinh\chi$ suivant que la valeur de k est 1, 0 ou -1 respectivement. Dans le système de coordonnées (t, χ, θ, ϕ), l'invariant de Lorentz s'exprime :

$$ds^2 = c^2 dt^2 - R^2(t) \left[d\chi^2 + S_k^2(\chi) \left(d\theta^2 + \sin^2\theta d\phi\right)\right] \tag{1.14}$$

La distance entre deux points $(\chi, 0, 0)$ et $(\chi + d\chi, 0, 0)$ s'exprime $dl = R(t) \; d\chi$. Le système de coordonnées (t, χ, θ, ϕ) est dit *comobile*.

1.2.2 Le décalage spectral

Considérons maintenant deux photons émis par une galaxie à t_e et $t_e + dt_e$ et reçus par un observateur aux temps t_0 et $t_0 + dt_0$ respectivement. Comme la lumière suit les géodésiques de l'univers, la coordonnée comobile χ entre les deux objets s'écrit :

$$\chi = \int_{t_e}^{t_0} \frac{c \; dt}{R(t)} = \int_{a_e}^{a_0} \frac{c}{R_0} \frac{da}{a\dot{a}} \tag{1.15}$$

Or $\chi = \int_{t_e}^{t_0} c \; dt/R(t) = \int_{t_e+dt_e}^{t_0+dt_0} c \; dt/R(t)$, est invariante, ce qui implique $dt_0/dt_e = a(t_0)/a(t_e)$. Cet effet de dilatation des temps dû à l'expansion affecte également les longueurs d'onde λ des photons :

$$\frac{\lambda_0}{\lambda_e} = \frac{a(t_0)}{a(t_e)} \equiv 1 + z \tag{1.16}$$

On retrouve, exprimé de manière rigoureuse, le décalage spectral z rencontré plus haut. Remarquons que pour des dates $t < t_0$ le paramètre d'échelle $a(t)$ s'exprime de manière très simple en fonction de z. Par définition, $a_0 = a(t_0) = 1$ et on a :

$$a(t)_{t<t_0} = a(z) = \frac{1}{1+z} \tag{1.17}$$

Lorsqu'on étudie l'univers proche, il est usuel de développer le paramètre d'échelle $a(t)$ au voisinage de t_0 de la manière suivante :

$$a(t) = 1 + H_0(t - t_0) - \frac{1}{2} q_0 H_0^2 (t - t_0)^2 + \ldots \tag{1.18}$$

où $q_0 \equiv -\ddot{a}/\dot{a}^2$ est appelé paramètre de décélération de l'expansion. On en déduit un développement de la distance comobile χ en fonction du décalage spectral :

$$\chi(z) = \frac{cz}{R_0 H_0} \left[1 - \frac{1+q_0}{2} z + \ldots \right] \tag{1.19}$$

1.2.3 Le tenseur d'énergie-impulsion

Le contenu en matière de l'univers est décrit par le tenseur d'énergie-impulsion $T_{\mu\nu}(\bar{x})$. Si cette matière se comporte comme un fluide parfait de densité ρ et de pression p, $T_{\mu\nu}(\bar{x})$ s'écrit sous la forme (Misner *et al.*, 1973) :

$$T^{\mu\nu} = (\rho + p) u^\mu u^\nu + p g^{\mu\nu} \tag{1.20}$$

où $u^\mu = dx^\mu/d\tau = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$ est le quadrivecteur vitesse du fluide. L'expression exacte de $T^{\mu\nu}$ dépend de l'équation d'état du fluide. On distingue généralement deux cas :

1. Pour un fluide constitué de particules non relativistes, on peut considérer que $p \sim 0$, tandis que ρ est assimilable à l'énergie de masse des particules constituant ce fluide ($E \sim mc^2$). C'est aujourd'hui le cas des baryons. On désigne sous le nom de *matière* tous les fluides non relativistes de l'univers.
2. Si par contre le fluide est relativiste, on peut montrer que $p \sim \rho/3$, l'énergie de masse des particules étant négligeable ($E \sim pc \sim hc/\lambda \propto a^{-1}$). Cela s'applique par exemple aux photons et aux neutrinos cosmologiques. On parle alors de *rayonnement*.

La conservation de l'énergie impulsion $T^{\mu\nu}{}_{;\,\nu} = 0$ peut s'écrire sous la forme :

$$d(\rho a^3) + p d(a^3) = 0 \tag{1.21}$$

dans laquelle on reconnait une équation de type $dE = -pdV$ appliquée à un volume comobile $\mathcal{V}_c \propto a^3$. Nous verrons dans la suite que matière et rayonnement n'interagissent plus à l'échelle de l'univers. On peut donc leur appliquer indépendamment (1.21). Pour la matière, on trouve $\rho_m \propto a^{-3}$: l'énergie contenue dans $\mathcal{V}_c$ est constante et ρ_m décroît donc comme $\mathcal{V}_c^{-1}$. Pour le rayonnement, il faut en outre tenir compte du fait que l'énergie du fluide relativiste contenu dans $\mathcal{V}_c$ décroit comme a^{-1}. ρ_r varie donc comme $a^{-1} \times a^{-3}$.

Un terme supplémentaire a été introduit dans les équations d'Einstein, dont le tenseur impulsion-énergie $T_{\mu\nu}$ se note $\Lambda g_{\mu\nu}$. Cette source est équivalente à une « énergie du vide », uniforme, constante, de densité $\rho_\Lambda = \Lambda/8\pi G$, et de pression $p_v = -\rho_\Lambda$. Par construction, ρ_Λ est indépendant de a, et donc non affecté par l'expansion.

1.2.4 L'équation de Friedman

Si l'on résout les équations (1.10) (Misner *et al.*, 1973), on retrouve l'équation de conservation de l'impulsion-énergie (1.21), ainsi que l'équation de Friedman qui décrit la dynamique de l'univers, autrement dit l'évolution de $a(t)$ en fonction de la densité d'energie totale $\rho \equiv \rho_m + \rho_r + \rho_\Lambda$:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 + \frac{kc^2}{R_0^2 a^2} = \frac{8}{3}\pi G(\rho_m + \rho_r) + \frac{\Lambda}{3} \quad \equiv \quad \frac{8}{3}\pi G\rho \tag{1.22}$$

Il importe de noter que (1.22) relie la valeur de k, autrement dit, la géométrie de l'univers à grande échelle, au contenu de celui-ci. En particulier, il existe une valeur de ρ, dite « critique » :

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \tag{1.23}$$

pour laquelle l'univers est euclidien, *i.e.* k est égal à 0. Si la densité de l'univers est inférieure à ρ_c, l'univers sera fermé et fini ($k = 1$). Dans le cas contraire, l'univers sera ouvert et infini ($k = -1$). La valeur de ρ_c dépend du paramètre de Hubble, et varie donc a priori avec le temps. Aujourd'hui, un ordre de grandeur de ρ_c est :

$$\rho_{c_0} \sim 1.88\ 10^{-26}\ h_0^2\ \text{kg m}^{-3} \tag{1.24}$$

$$\sim 1.05\ 10^{-5}\ h_0^2\ \text{GeV cm}^{-3} \tag{1.25}$$

$$\sim 2.77\ 10^{11}\ h_0^2\ M_\odot\ Mpc^{-3} \tag{1.26}$$

Il est commode d'exprimer ρ et Λ en fractions de la densité critique en définissant les quantiés $\Omega_m = 8\pi G\rho_m/3H^2$, $\Omega_r = 8\pi G\rho_r/3H^2$, $\Omega_\Lambda = \Lambda/3H^2$ et $\Omega_k = kc^2/a^2R_0^2H^2$. On peut alors réécrire (1.22) sous une forme plus simple :

$$1 + \Omega_k = \Omega_m + \Omega_r + \Omega_\Lambda \equiv \Omega \tag{1.27}$$

Enfin, si nous combinons les équations d'évolution des 3 fluides cosmologiques rencontrés jusqu'ici (matière, rayonnement et « densité du vide ») avec l'équation de Friedman, nous obtenons une troisième relation, donnant l'évolution de a en fonction des valeurs *actuelles* des paramètres cosmologiques :

$$\left(\frac{H}{H_0}\right)^2 = \Omega_{m_0}(a^{-3} - a^{-2}) + \Omega_{r_0}(a^{-4} - a^{-2}) + \Omega_{\Lambda_0}(1 - a^{-2}) + a^{-2} \tag{1.28}$$

L'effet de chaque paramètre sur la dynamique de l'univers est ici clairement apparent. Ω_{m_0} et Ω_{r_0} multiplient des termes qui décroissent vers 0 lorsque a augmente : la matière et le rayonnement ont donc tendance à ralentir l'expansion, et leur influence s'amenuise au cours du temps. Par contre, une constante cosmologique positive a précisément un effet inverse : le terme $\Omega_{\Lambda_0}(1-a^{-2})$ croît avec l'expansion vers une valeur finie non nulle, et tend à augmenter la valeur de H : sa présence finit par entraîner une accélération de l'expansion.

1.2.5 Solutions de l'équation de Friedman

La résolution de l'équation de Friedman dans sa forme la plus générale nécessite une intégration numérique. Elle est assez simple dans quelques cas particuliers où la densité d'énergie totale est dominée l'une de ses trois composantes, ρ_m, ρ_r ou ρ_Λ, ce qui fut le cas à diverses étapes de l'histoire de l'univers. L'étude de ces quelques cas particuliers est l'objet de cette section. Définissons au préalable les fonctions $S_k(x)$ et $C_k(x)$ par

$$S_k(x) = \begin{cases} \sin x & k=1 \\ x & k=0 \\ \sinh x & k=-1 \end{cases}, \qquad C_k(x) = \begin{cases} \cos x & k=1 \\ x & k=0 \\ \cosh x & k=-1 \end{cases} \tag{1.29}$$

Univers dominé par le rayonnement Si ρ_r prédomine, l'équation de Friedman peut se mettre sous la forme :

$$\dot{a}^2 - \frac{H_0^2 \Omega_r}{a^2} = -k \tag{1.30}$$

et se résoud sous forme paramétrique par :

$$\begin{cases} a(\eta) & = k\ H_0\ \sqrt{\Omega_{r_0}}\ S_k(\eta) \\ t(\eta) & = k\ H_0\ \sqrt{\Omega_{r_0}}\ (1 - C_k(\eta)) \end{cases} \tag{1.31}$$

Pour $k=1$ (univers fermé), on reconnait l'équation d'un demi-cercle : l'univers commence par une phase d'expansion atteint un diamètre maximal $a_M = H_0\ \sqrt{\Omega_{r_0}}$, puis se contracte symétriquement vers une singularité (Big-Crunch). Pour $k=-1$ (univers ouvert), et $k=0$ (univers critique), l'univers est dans une phase d'expansion infinie. Dans le cas $k=0$, ainsi que dans les cas $k \neq 0$ et $\eta \ll 1$ il est possible d'exprimer simplement a en fonction de t :

$$a(t) \sim \sqrt{2H_0}\ \Omega_{r_0}^{1/4}\ t^{1/2} + \dots \tag{1.32}$$

Univers dominé par la matière L'équation de Friedman se simplifie alors en :

$$\dot{a}^2 - \frac{H_0^2 \Omega_{m_0}}{a} = -k \tag{1.33}$$

et se résoud paramétriquement par :

$$\begin{cases} a(\eta) & = \frac{k}{2}\ H_0^2\ \Omega_{m_0}\ (1 - C_k(\eta)) \\ t(\eta) & = \frac{k}{2}\ H_0^2\ \Omega_{m_0}\ (\eta - S_k(\eta)) \end{cases} \tag{1.34}$$

De même que précédemment, le paramètre d'échelle d'un univers fermé décrira une portion de cycloïde, passant par un maximum $a_M = H_0^2 \Omega_{m_0}/2$, puis se contractant symétriquement vers une seconde singularité. Par contre, un univers ouvert ou critique sera en expansion infinie, avec, dans les cas $k=0$ et $(k \neq 0,\ \eta \ll 1)$

$$a(t) \sim \sqrt{\frac{3}{2}\Omega_{m_0} H_0}\ t^{2/3} + \dots \tag{1.35}$$

Univers dominé par une constante cosmologique Dans ce dernier cas, l'équation (1.28) peut se réécrire sous la forme :

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 = H_0\Omega_{\Lambda_0}(1-a^{-2}) + a^{-2} \sim \frac{\Lambda}{3} \tag{1.36}$$

Par conséquent

$$a(t) = a_0 \; e^{\sqrt{\frac{\Lambda}{3}}t} \tag{1.37}$$

L'expansion s'accélère et peut être très rapide. Nous rencontrerons ce cas de figure lorsque nous évoquerons l'inflation.

Univers dominé par Ω_m et Ω_Λ Ce cas, plus compliqué que les précédents, constitue une bonne approximation de l'univers actuel. L'équation de Friedman se déduit alors de (1.28) en négligeant Ω_{r_0} devant les autres termes :

$$\left(\frac{H}{H_0}\right)^2 = \Omega_{m_0}(a^{-3} - a^{-2}) + \Omega_{\Lambda_0}(1-a^{-2}) + a^{-2} \tag{1.38}$$

Cette équation n'admet de solutions analytiques $a(t)$ que pour quelques valeurs particulières du couple $(\Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})$. On peut par contre en déduire une expression simple de la distance comobile $\chi(z)$ en fonction des paramètres cosmologiques. Nous avons vu que $\chi(z) = \int_1^{a(z)} cda/a\dot{a}$. La relation (1.38) peut être réécrite sous la forme :

$$a\dot{a} = H_0\left[\Omega_{m_0}(a^{-1}-1) + \Omega_{\Lambda_0}(a^2-1) + 1\right]^{1/2} \tag{1.39}$$

et en posant $u = (1+z)^{-1}$, on obtient :

$$\chi(z) = \; |\Omega_{k_0}|^{1/2} \int_0^z \left[(1+u)^2(1+\Omega_{m_0}u - \Omega_{\Lambda_0}u(2+u))\right]^{-1/2} du \tag{1.40}$$

Cette formule, fondamentale, nous sera utile pour décrire les tests cosmologiques géométriques.

Dans cette approximation, l'équation (1.39) permet d'écrire :

$$q_0 = \frac{\Omega_{m_0}}{2} - \Omega_{\Lambda_0} \tag{1.41}$$

Par ailleurs, il est possible de décrire l'évolution des solutions $a(t)$, de (1.38) suivant les valeurs des densités d'énergie actuelles Ω_{m_0} et Ω_{Λ_0}. On peut ainsi distinguer plusieurs cas, qui correspondent à différents domaines du plan $(\Omega_{m_0}, \Omega_\Lambda)$ (figure 1.1).

1. Si $\Omega_\Lambda < 0$ ou si $\Omega_\Lambda > 0$ et $\Omega_{m_0} \gg \Omega_\Lambda$, alors l'expansion atteindra une valeur maximale ($H = 0$), puis l'univers se recontractera (domaine **(1)** sur la figure 1.1). Dans le cas contraire, l'univers sera en éternelle expansion (domaine **(2)**). La frontière entre **(1)** et **(2)** est la courbe définie par :

$$\Omega_\Lambda < \Omega_\Lambda^{\lim}(\Omega_{m_0}) = \begin{cases} 0 & 0 \le \Omega_{m_0} \le 1 \\ 4\Omega_{m_0}\left[\cos\left(\frac{1}{3}\cos^{-1}(\Omega_{m_0}^{-1}-1) + \frac{4}{3}\pi\right)\right]^3 & \Omega_{m_0} \ge 1 \end{cases}$$

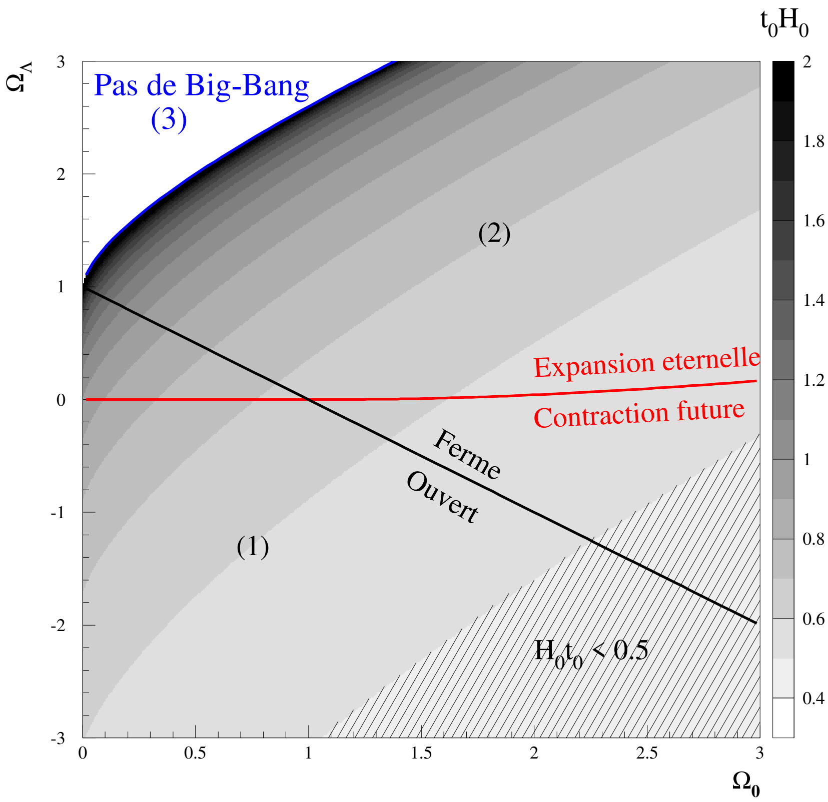


FIG. 1.1 – *Le plan* $(\Omega_{m0}, \Omega_{\Lambda 0})$*. L'évolution dynamique de l'univers est liée à la valeur du couple* $(\Omega_{m0}, \Omega_{\Lambda 0})$*. Si* $\Omega_{\Lambda_0} < 0$ *ou* $\Omega_{m0} \gg \Omega_{\Lambda 0}$*, le paramètres d'échelle* $R(t)$ *passera par un maximum et l'expansion s'inversera. Si par contre,* $\Omega_{\Lambda_0} > 0$*, l'expansion durera éternellement. Enfin, pour* $\Omega_{\Lambda_0} \gg \Omega_{m0}$*, l'univers ne présente pas de singularité initiale. Nous avons en outre présenté le produit sans dimensions* $H_0 t_0$*, qui ne dépend que de la valeur des paramètres cosmologiques (section 1.4.1). Les mesures de l'âge de l'univers et de la constante de Hubble permettent d'exclure la zone* $H_0 t_0 < 0.5$.

2. Si Ω_Λ est positif et assez grand devant Ω_{m0}, alors les solutions de l'équation de Friedman ne présentent pas de singularité initiale (domaine **(3)** sur la figure 1.1) La frontière entre les domaines **(2)** et **(3)** est la courbe définie par :

$$\Omega_\Lambda > \Omega_\Lambda^{\lim}(\Omega_{m0}) = \begin{cases} 4\Omega_{m0}\left[\cosh\left(\frac{1}{3}\cosh^{-1}(\Omega_{m0}^{-1}-1)\right)\right]^3 & \Omega_{m0} \leq \frac{1}{2} \\ 4\Omega_{m0}\left[\cos\left(\frac{1}{3}\cos^{-1}(\Omega_{m0}^{-1}-1)\right)\right]^3 & \Omega_{m0} \geq \frac{1}{2} \end{cases}$$

Les univers proches de la limite **(2)** $-$ **(3)**, qui présentent un décalage spectral maximum avaient suscité un certain intérêt lorsqu'un excès de quasars à $z \sim 2$ avait été mis en évidence. Cet excès est maintenant compris : il est dû à un effet d'évolution. En outre, ces univers ne sont pas compatibles avec les observations cosmologiques (nucléosynthèse, CMB).

Nous verrons dans la partie 1.4 comment on parvient à placer des contraintes sur les valeurs du couple $(\Omega_{m0}, \Omega_{\Lambda 0})$: c'est tout l'enjeu de la mesure des paramètres cosmologiques.

1.3 Un aperçu du Modèle Standard Cosmologique

L'évolution de l'univers depuis la singularité initiale qui lui a donné naissance jusqu'à nos jours est décrite dans le cadre du modèle standard cosmologique, dont nombre de prédictions importantes, depuis $t \sim 10^{-2}$ s jusqu'à nos jours ($t_0 \sim 14$ Gyr) sont confirmées par les observations. Citons l'expansion, la nucléosynthèse primordiale, qui explique les abondances d'éléments légers observées de nos jours ou encore l'existence d'un rayonnement fossile infrarouge, prédit dans les années 40, découvert en 1965 (Penzias, 1965) et objet actuellement d'intenses études.

Il est cependant clair que ce modèle standard est encore incomplet. Ainsi, la physique de l'univers primordial, avant la brisure de la symétrie électrofaible ($t \sim 10^{-12}$ s) est encore mal connue. Mais surtout, la théorie est incapable, dans sa forme actuelle, d'expliquer l'ajustement fin de certains paramètres du modèle. Une extension classique de ce modèle, l'inflation, apporte des réponses à ces questions ouvertes, mais demande encore à être testée.

1.3.1 L'évolution depuis le big-bang

Le modèle standard du big-bang décrit l'évolution de l'univers comme une expansion adiabatique depuis un état singulier de très haute densité. Un certain nombre de faits marquants jalonnent cette évolution, d'abord très rapprochés en temps, puis de plus en plus rares, au fur et à mesure que l'univers se refroidit. Citons les étapes les plus importantes :

L'univers primordial La physique de l'univers primordial est encore mal connue. A l'échelle de Planck, ($t \sim 10^{-43}$ s, $T \sim 10^{19}$ GeV), la gravitation se différencie des autres forces et nous entrons dans le domaine de validité de la Relativité Générale. L'univers est alors constitué de quarks libres, de leptons, en équilibre avec leurs antiparticules, de bosons de jauge et de bosons de Higgs. La brisure de la symétrie de Grande Unification intervient vers $t \sim 10^{-35}$ s, lorsque la température est tombée aux alentours de $10^{14} - 10^{16}$ GeV. L'interaction électrofaible se différencie alors de l'interaction forte, qui, à ces températures, n'est pas encore confinante. A $T \sim 100$ GeV ($t \sim 10^{-12}$ s) intervient la brisure de la symétrie électrofaible. A partir de ce moment, la physique est bien connue, car testée expérimentalement avec des accélérateurs. Aux alentours de $t \sim 10^{-5}$ s, la température est de quelques centaines de MeV, et l'interaction forte devient confinante. L'univers est alors rempli de baryons, de leptons et de photons ces derniers étant environ 10^{10} fois plus nombreux.

Le découplage des neutrinos Pour des températures supérieures à $T_{S_\nu} \sim 1$ MeV, environ, les neutrinos interagissent avec les autres fermions via des réactions du type : $\nu\bar{\nu} \leftrightarrow e^+e^-$, $\nu e \leftrightarrow \nu e$ ... et sont ainsi maintenus en équilibre thermique. En deçà de ce seuil, le taux d'interaction, qui dépend fortement de la température, devient plus faible que le taux d'expansion. Les neutrinos se découplent alors du reste de la matière. Du fait de l'expansion, ce fond cosmologique de neutrinos continue de se refroidir suivant la loi $T \propto a^{-1}$. Aujourd'hui, sa température est $T_\nu \sim 1.95$ K environ (Peebles, 1993; Kolb & Turner, 1990).

La nucléosynthèse primordiale Quelques secondes après le big-bang, quand la température est tombée à 100 keV environ, les premiers noyaux légers peuvent se former. Des isotopes de l'hydrogène (^{2}H, ^{3}H), de l'hélium (^{3}He, ^{4}He), ainsi que du lihium (^{7}Li) en quantités bien moindres ($[^7\mathrm{Li}]/[\mathrm{H}] \sim 10^{-10}$) sont ainsi produits. Les abondances d'éléments légers qui en résultent sont prédites avec précision par la théorie (figure 1.2), le seul paramètre libre étant le rapport entre les densités de baryons et de photons, $\eta \sim 10^{-10}$.

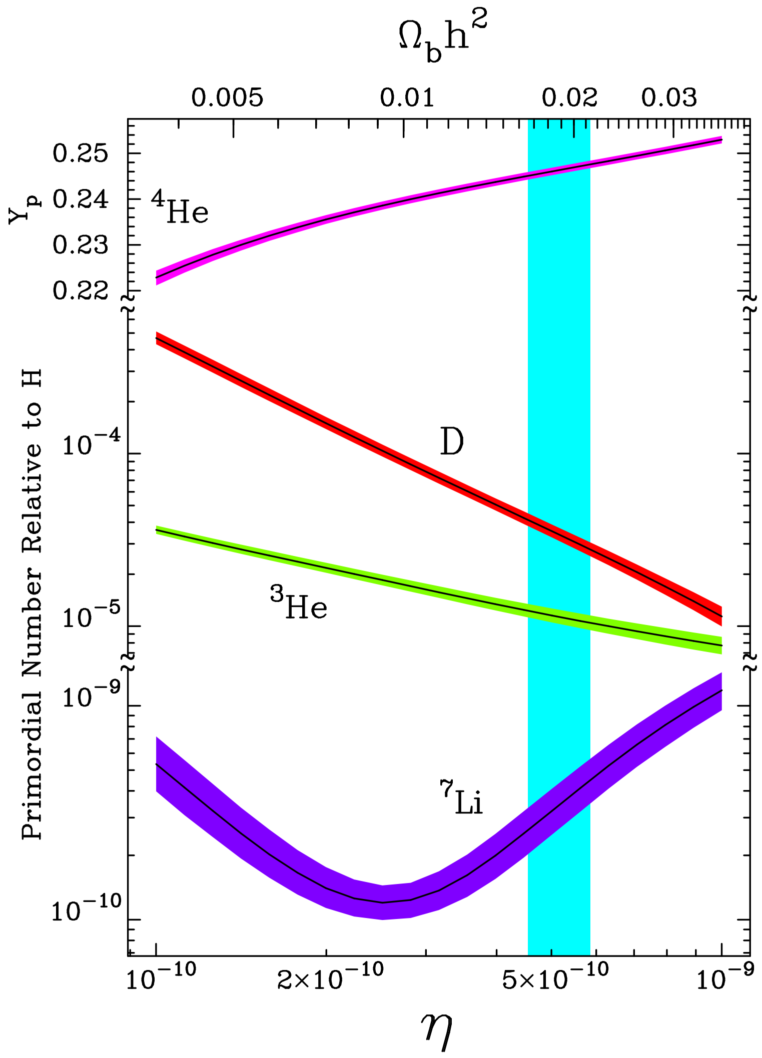


FIG. 1.2 – *Abondances d'éléments légers prédits par la nucléosynthèse primordiale, en fonction du rapport baryons sur photons η. (Tiré de (Burles* et al.*, 1999))*

Observationnellement, la mesure des abondances des éléments légers produits au moment de la nucléosynthèse primordiale permet de tester la cohérence du modèle et d'estimer η. On en déduit une estimation de la densité de baryons, ρ_b, la densité de photons, $\rho_\gamma(T)$ fonction de la température, étant, elle, bien connue. Par ailleurs, la densité critique ρ_c est connue à un facteur h^2 près (formule 1.23). La nucléosynthèse primordiale permet donc de contraindre la valeur de $\Omega_b h^2$.

La mesure des abondances primordiales de deutérium, d'hélium et de lithium est difficile. Une importante source d'incertitudes provient de la nucléosynthèse stellaire, qui biaise significativement les abondances d'éléments légers à l'échelle des galaxies. Actuellement, les observations se concentrent sur les nuages intergalactiques froids qui ont peu évolué depuis le big-bang. Les spectres des quasars lointains ($z \sim 3$) présentent de fortes raies d'absorption à différentes longueurs d'onde, produites lors de la traversée de ces nuages situés sur la ligne de visée, à différents redshifts. L'analyse de la forme de ces raies permet de mesurer le rapport deutérium sur hydrogène (D/H) dans le milieu intergalactique, assimilable au rapport D/H primordial. En étudiant les spectres du quasar Q1937–1009, (Burles & Tytler, 1998) mesurent $D/H = 3.3 \pm 0.3\ 10^{-5}$, soit $\eta = 5.3 \pm 0.4\ 10^{-10}$. Ils en déduisent une estimation de la densité de baryons :

$$\Omega_b h^2 = 0.0193 \pm 0.0014 \tag{1.42}$$

Remarquons que la densité de matière baryonique lumineuse (étoiles) est estimée à $\Omega_\star = 0.002$ (Fukugita *et al.*, 1998). Autrement dit, la majeure partie de la matière baryonique n'est pas directement détectable. La localisation de ces baryons obscurs est actuellement un problème ouvert.

L'équivalence matière–rayonnement Depuis que la température est inférieure à quelques MeV, l'énergie cinétique des baryons et des leptons chargés est faible devant leur énergie de masse : ils ne sont plus relativistes. On distingue dès lors la matière (particules non relativistes) du rayonnement (particules relativistes). Or nous avons vu que la densité de rayonnement décroît comme a^{-4}, plus vite donc que la densité de matière. Alors qu'au début de son histoire, l'évolution de l'univers était gouvernée par le rayonnement, à une date t_{EQ}, *l'équivalence*, les deux densités deviennent égales, puis la matière devient prédominante. Le taux d'expansion s'accélère alors passant d'une loi en $a \propto t^{1/2}$ à une loi en $a \propto t^{2/3}$. Nous pouvons estimer t_{EQ} connaissant les densités de rayonnement et de matière actuelles. Les densités des fonds cosmologiques de photons et de neutrinos, $\rho_{\gamma 0}$ et $\rho_{\nu 0}$ se déduisent de leur températures : $\Omega_{\gamma 0} \sim 2.5\ 10^{-5}\ h_0^2$ et $\Omega_{\nu 0} \sim 1.7\ 10^{-5}\ h_0^2$. Par ailleurs, les mesures semblent privilégier une densité de matière Ω_{m0} proche de 0.3. Par suite, nous pouvons écrire :

$$\frac{\Omega_m}{\Omega_r}(t_{EQ}) = \frac{\Omega_{m0}}{\Omega_{r0}} \times a = \frac{\Omega_{m0}}{\Omega_{r0}} \left(\frac{t_{EQ}}{t_0}\right)^{2/3} = 1 \quad \Rightarrow \quad t_{EQ} \sim 20000 \text{ yr} \tag{1.43}$$

Le découplage matière–rayonnement Jusqu'à cette date, les photons sont en équilibre thermique avec la matière, en particulier via les interactions avec les électrons libres, du type $\gamma + e^- \leftrightarrow \gamma + e^-$ ou $\gamma + \gamma \leftrightarrow e^+ + e^-$. De même que précédemment pour les neutrinos, du fait de l'expansion, la densité d'électrons libres décroît et l'équilibre des réactions ci-dessus s'en trouve brisé. Les photons cessent donc d'interagir avec la matière : c'est le découplage matière – rayonnement. Du fait de l'équilibre thermique auquel ils participaient auparavant, leur spectre est celui d'un corps noir, dont la température décroît avec l'expansion comme a^{-1}. La température actuelle a été mesurée avec une très grande précision par l'instrument *FIRAS*, embarqué à bord du satellite COBE : $T = 2.728 \pm 0.002\ K$ (Fixsen *et al.*, 1996), tandis que *DIRBE* montrait que $\delta T/T(\theta, \phi) \lesssim 10^{-4}$ (Smoot *et al.*, 1992). L'étude de ces fluctuations spatiales est fondamentale, dans la mesure où elle nous renseigne sur l'état de l'univers au moment du découplage et permet la mesure des paramètres cosmologiques.

La formation des structures Au moment du découplage, les fluctuations de densité sont encore très faibles. Leur évolution ultérieure est le résultat de la compétition entre la gravité, et la pression interne du fluide. On montre que pour chaque type de fluide, il existe une échelle caractéristique de masse, la masse de Jeans, donnée par

$$M_J = \frac{\pi^{5/2}}{6} \frac{v_s^3}{G^{3/2} \bar{\rho}^{1/2}} \tag{1.44}$$

où v_s désigne la vitesse du son dans le fluide. Les fluctuations qui mettent en jeu une masse de fluide supérieure à M_J s'effondreront sur elles-mêmes, tandis que les autres resteront stationnaires et oscilleront autour d'une valeur d'équilibre. La vitesse de croissance des fluctuations dépend du taux d'expansion. En particulier, on peut montrer que pour un univers dominé par la matière, le contraste de densité $\delta\rho/\rho$, croît comme $t^{2/3}$.

Pour les baryons, la masse de Jeans avant découplage est largement supérieure à la masse de toute la matière contenue dans l'horizon. Aucune fluctuation ne peut donc croître. Au moment du découplage, la pression chute brutalement, et le processus de formation des structures actuellement observées dans l'univers peut commencer.

1.3.2 Une introduction à l'Inflation

Malgré ses succès, le modèle standard cosmologique a du mal, dans sa forme actuelle, à expliquer certaines observations et doit être considéré comme incomplet. Dans cette section, nous avons choisi de détailler trois « problèmes ouverts ». Nous dirons ensuite quelques mots de la théorie de l'inflation, proposée comme solution à ces problèmes.

Le problème de la platitude Nous avons vu précédemment que la géométrie de l'univers à grande échelle était fonction de sa densité d'énergie totale. En particulier, on peut réécrire l'équation de Friedman sous la forme :

$$\Omega(t) - 1 = \frac{kc^2}{\dot{R}^2(t)} \qquad \propto \qquad \begin{cases} t & t \lesssim t_{EQ} \\ t^{2/3} & t \gtrsim t_{EQ} \end{cases} \tag{1.45}$$

Or nous savons que la densité actuelle de l'univers est assez proche de l'unité ; plus précisément

$$0.005 \leq \Omega_0 \leq 2 \tag{1.46}$$

La borne inférieure est obtenue par l'estimation de la quantité de matière baryonique visible (étoiles et galaxies), tandis que la borne supérieure provient du fait que nous n'observons pas de ralentissement significatif de l'expansion, au contraire. Cela impose donc

$$\begin{cases} |\Omega(t_{EQ}) - 1| & \lesssim 10^{-4} \\ |\Omega(1\ s) - 1| & \lesssim 10^{-15} \\ \dots & \\ |\Omega(t_{Planck}) - 1| & \lesssim 10^{-58} \end{cases} \tag{1.47}$$

Il faut donc ajuster très finement la densité initiale de l'univers pour être en accord avec les observations. Le modèle standard, dans sa forme actuelle, ne contient pas de mécanisme pour expliquer un tel ajustement.

Le problème de l'horizon Nous avons défini plus haut la taille de l'horizon comme la distance maximale qu'a pu parcourir un photon depuis la naissance de l'univers : $L_H \sim c/H_0$. Dans le cadre d'un univers FLRW, L_H peut être écrit sous la forme :

$$L_H(t) \;=\; a(t)\,\chi_H \;=\; a(t)\int_0^t \frac{c\,du}{a(u)} \quad \sim \quad \begin{cases} 2ct & t \lesssim t_{EQ} \\ 3ct & t \gg t_{EQ} \end{cases} \tag{1.48}$$

Au moment du découplage, l'univers était depuis longtemps dominé par la matière : $t = t_{DEC} \gg t_{EQ}$. La taille de l'horizon était donc approximativemement égale à $3c\ t_{DEC}$. Aujourd'hui, cette distance a grandi d'un facteur $a(t_0)a^{-1}(t_{EQ})$ du fait de l'expansion et est donc égale à

$3c\ t_{DEC}^{1/3}\ t_0^{2/3}$. La taille angulaire θ_H actuelle de $L_H(t_{DEC})$ se calcule de façon approchée en faisant le rapport entre sa taille actuelle et la distance d qui nous sépare de la surface de dernière émission du rayonnement cosmologique à $2.7K$. Cette distance d peut se calculer par $d = a(t_0)\ \int_{t_{DEC}}^{t_0} \frac{cdu}{a(u)} \sim \int_0^{t_0} \frac{cdu}{a(u)} \sim 3ct_0$, et θ_H peut donc s'écrire :

$$\theta_H = \frac{L_H}{d} \sim \left(\frac{t_{DEC}}{t_0}\right)^{1/3} \sim 1^o \tag{1.49}$$

Il s'ensuit que les domaines de la surface de dernière diffusion distants de plus de 1 degré ont toujours été causalement déconnectés et ne pouvaient donc pas être en équilibre thermique au moment du découplage. Il est dès lors difficile d'expliquer l'uniformité de la température du rayonnement à $2.7K$ quelle que soit la direction d'observation.

L'absence de monopôles Les théories de Grande Unification prédisent l'existence de particules massives et stables ; les monopôles magnétiques en sont l'exemple le plus connu. De telles particules ont dû être produites en très grand nombre dans l'univers primordial, et auraient dû subsister jusqu'à nos jours, où elles devraient largement contribuer à la densité de matière : $\Omega_X \gg 1$. Or il n'en est rien : les observations indiquent $\Omega_0 \sim 1$, et les recherches de monôpoles ont jusqu'à présent été infructueuses.

L'inflation L'inflation apporte des réponses partielles aux problèmes d'ajustement fin soulevés plus haut. Nous présentons ici brièvement un des modèles les plus simples fondés sur cette idée. Nous avons vu que l'expansion est exponentielle si la densité de l'univers est dominée par une énergie du vide positive non nulle, ce qui peut se produire lors d'une transition de phase. Le scénario de base de l'inflation postule l'existence d'un champ scalaire ϕ, l'inflaton, dont le potentiel $V_T(\phi)$ présente une dépendance en température. Pour T supérieure à une valeur critique T_c, de l'ordre de l'échelle de brisure de la symétrie de Grande Unification ($M = kT_c \sim 10^{16} GeV$), la valeur $\langle\phi\rangle = 0$ correspond au minimum du potentiel. Par contre, pour $T < T_c$, le potentiel $V_T(\phi)$ est minimal pour $\langle\phi\rangle = \sigma \neq 0$ et lorsque $T = T_c$, le champ évolue de $\langle\phi\rangle = 0$ à $\langle\phi\rangle = \sigma$ en un temps fini Δt, pendant lequel la densité d'énergie du vide est non nulle ($\rho_V \propto \dot{\phi}$). Durant cette période (Kolb & Turner, 1990) :

$$R(t) \propto e^{t/\tau} \quad \text{avec} \quad \tau \sim \frac{m_{Pl}}{M^2} \sim 10^{-34} s \tag{1.50}$$

On considère généralement que $\Delta t \sim 100 \times \tau \sim 10^{-32} s$: la valeur de $R(t)$ est donc accrue durant l'inflation d'un facteur $e^{100} \sim 3.10^{43}$. Par conséquent, toutes les régions de la surface de dernière diffusion auxquelles nous avons aujourd'hui accès étaient connectées causalement avant l'inflation. Ceci explique l'uniformité du rayonnement cosmologique.

L'inflation impose en outre que $\Omega \sim 1$: de l'équation (1.45) on déduit que la quantité $|\Omega - 1|$ varie comme $e^{-2\Delta t/\tau}$. Elle diminue donc d'un facteur $e^{-2\Delta t/\tau} \sim e^{-200} \sim 10^{-87}$ au cours de la transition de phase $T \to T_c$.

Enfin, ce modèle explique que la densité de monopôles soit aujourd'hui extrêmement faible ; en effet la taille de l'horizon ayant été multupliée par un facteur de l'ordre de e^{100}, la densité initiale de particules stables de grande unification a été divisée par le même facteur et est donc aujourd'hui quasi-nulle.

1.4 La détermination des paramètres cosmologiques

Nous avons vu que la matière relativiste ne joue plus aujourd'hui qu'un rôle négligeable dans l'évolution de l'univers : la densité de rayonnement, Ω_{r_0} est proche de 10^{-5}, très faible devant la densité d'énergie totale $\Omega_0 \sim 1$. Il est donc raisonnable de se placer dans le cadre d'un univers de Friedman dominé par la matière et une éventuelle constante cosmologique non nulle. Rappelons par ailleurs que la courbure de l'univers à grande échelle, Ω_{k_0} est déterminée par son contenu en énergie, $\Omega_0 = \Omega_{m_0} + \Omega_{\Lambda_0}$:

$$1 + \Omega_{k_0} = \Omega_{m_0} + \Omega_{\Lambda_0} \tag{1.51}$$

De nombreux tests cosmologiques permettent de déterminer ces diverses densités. Leur cohérence est vérifiée grâce à la relation (1.51). Les mesures actuelles favorisent un univers plat ($\Omega_{k_0} \sim 0$), de faible densité ($\Omega_{m_0} \sim 0.3$), avec une constante cosmologique non nulle ($\Omega_{\Lambda_0} \sim 0.7$). A ces paramètres dynamiques s'ajoute la constante de Hubble, H_0, qui joue un rôle de « condition aux limites » en fixant l'âge et les dimensions de l'univers actuel. Sa mesure est difficile, et sa valeur a été sujette à de nombreuses révisions. Aujourd'hui, les mesures semblent converger vers une valeur proche de 65 km s^{-1} Mpc^{-1}.

Les contraintes sur les paramètres cosmologiques sont généralement exprimées dans le plan (Ω_{m_0}, Ω_{Λ_0}), introduit figure (1.1). Les tests cosmologiques actuellement mis en œuvre sont assez variés. Nous avons choisi d'en décrire trois dont les résultats apparaissent convergents : tout d'abord, l'étude des amas de galaxies permet d'estimer la densité de matière de l'univers, Ω_{m_0}. L'utilisation de *chandelles standard* comme indicateurs de distance permet d'étudier la géométrie de l'univers à grande échelle, elle-même reliée à la valeur du couple de paramètres cosmologiques $(\Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})$. Enfin, l'étude des anisotropies du CMB nous renseigne sur la physique de l'univers au moment du découplage, et permet de mesurer simultanément de nombreux paramètres cosmologiques : H_0, Ω_{m_0}, Ω_{Λ_0}, Ω_b ...

1.4.1 L'âge de l'univers

La première contrainte — faible — sur le couple $(\Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})$ peut être obtenue via les estimations de l'âge de l'univers. En effet, dans le cadre du modèle de Friedman, l'âge de l'univers correspondant à un décalage spectral z s'écrit $t(z) = \int_0^{t(z)} dt = \int_1^{a(z)} da/\dot{a}$. En utilisant l'équation (1.28) dans laquelle on néglige Ω_{r_0}, $t(z)$ peut être exprimé en fonction des paramètres cosmologiques :

$$t(z) = H_0^{-1} \int_0^{1/(1+z)} \left[(1 - \Omega_{m_0} - \Omega_{\Lambda_0}) + \Omega_{m_0} x^{-1} + \Omega_{\Lambda_0} x^2\right]^{-1/2} dx \tag{1.52}$$

Si le taux d'expansion est constant ($\Omega = 0$), on retrouve $t_0 = t(z=0) = H_0^{-1}$. Nous ne disposons pas à proprement parler de mesures de l'âge de l'univers, mais de limites inférieures, obtenues soit par la datation des plus vieilles étoiles connues (amas globulaires), soit par l'étude des abondances d'éléments radioactifs (nucléo-chronologie). Une limite inférieure couramment acceptée est $t_0 \gtrsim$ 10 Gyr. Or nous avons vu (équation 1.6) que $H_0^{-1} \sim 10h^{-1}$ Gyr. Comme $h \geq 0.5$, il s'ensuit que $t_0 H_0 \gtrsim 0.5$. Nous avons reporté sur la figure (1.1) les isochrones $t_0 H_0 = C^{te}$, et indiqué la contrainte obtenue. Celle-ci n'est pas très forte, étant donné l'incertitude de la mesure de H_0.

1.4.2 L'étude des amas de galaxies

Les amas riches constituent les plus grandes structures observables. Leur intérêt cosmologique est double. D'une part, leurs grandes dimensions — plusieurs mégaparsecs — font que leurs propriétés sont proches de celles de l'univers à grande échelle ; d'autre part, il est possible de mesurer leur masse totale, par plusieurs méthodes indépendantes. Leur étude permet donc d'estimer la valeur de Ω_{m_0}.

Etude du rapport masse sur luminosité Les relevés profonds permettent d'estimer la densité de matière lumineuse ρ_L à grande échelle. En s'appuyant sur les données collectées par le *Las Campanas Redshift Survey*, (Lin *et al.*, 1996) mesurent $\mathcal{L} = (1.4 \pm 0.1)\ 10^8 h\ L_\odot\ \mathrm{Mpc}^{-3}$. Si nous disposons d'une estimation du rapport masse sur luminosité M/L à la même échelle, nous pouvons en déduire une mesure de la densité de matière $\rho_m = \rho_L \times M/L$. Dans ce but, de nombreuses études visent donc à estimer M/L à l'échelle des plus grandes structures observables : les amas de galaxies.

Le point délicat de la mesure du rapport M/L est l'estimation de la masse de chaque amas. Trois méthodes sont mises en œuvre : l'étude des vitesses des galaxies constitutives de l'amas permet d'estimer une « masse dynamique ». L'observation du rayonnement X conduit à la détermination de la température du gaz interne à l'amas. Enfin, l'étude des effets de lentille sur des galaxies d'arrière-plan permet de reconstruire le potentiel gravitationnel, puis la masse de l'amas. Une valeur typique du rapport M/L pour les amas est donnée par (Carlberg *et al.*, 1996) :

$$M/L = 295 \pm 53\ h\ M_\odot\ L_\odot^{-1} \tag{1.53}$$

Notons que ce rapport est à peu près 300 fois plus important que dans le voisinage solaire, ce qui dénote la présence de grandes quantités de matière noire à l'échelle des amas. La mesure de M/L, combinée avec la densité lumineuse moyenne de l'univers conduit à une valeur de Ω_{m_0} de l'ordre de (Carlberg *et al.*, 1996) :

$$\Omega_{m_0} = 0.24 \pm 0.05 \pm 0.09 \tag{1.54}$$

Etude du rapport masse baryonique sur masse totale Le principe de la méthode est très similaire. Nous avons vu que la densité totale de baryons ρ_b est prédite par la nucléosynthèse primordiale, contrainte par les mesures d'abondances d'éléments légers. Or il est possible d'estimer pour un amas le rapport de sa masse baryonique (masse des étoiles et du gaz chaud interne à l'amas) sur sa masse totale, estimée par l'une des méthodes mentionnée au paragraphe précédent. Les mesures indiquent (White *et al.*, 1993) $\Omega_b/\Omega_m \sim 0.15$, ce qui, combiné à l'estimation de Ω_b donnée plus haut, conduit également à une valeur faible de Ω_m (Bahcall *et al.*, 1999) :

$$\Omega_m = 0.3 \pm 0.1 \tag{1.55}$$

1.4.3 Distance de luminosité et chandelles standard

Nous avons vu que la géométrie de l'univers est liée à son contenu en énergie, via l'équation de Friedman. L'observable principale qui permet d'étudier cette géométrie, est la relation entre distance et vitesse de récession $v_\parallel$.

L'estimation de la vitesse de récession ne pose pas de problème, dans la mesure où elle se ramène à la mesure du décalage spectral z : en effet, $v_\parallel = cz$. Par contre, la mesure des distances, en cosmologie est un problème difficile ; les indicateurs de distance utilisés sont différents suivant les échelles, et leur intercalibration est délicate. Dans la suite, nous nous interesserons à la notion de *distance de luminosité*.

La relation distance de luminosité vs. décalage spectral Supposons que nous observons un objet dont nous connaissons la luminosité absolue $\mathcal{L}$, *i.e.* l'énergie totale qu'il émet par unité de temps : un tel objet est appelé *chandelle standard*. Nous pouvons mesurer son flux f (énergie reçue par unité de temps et de surface) et définir sa distance de luminosité par

$$d_L^2 = \frac{\mathcal{L}}{4\pi f} \tag{1.56}$$

Considérons un observateur $\mathcal{O}$ situé en $(t, 0, 0, 0)$ (coordonnées comobiles) étudiant une source $\mathcal{S}$ de luminosité absolue $\mathcal{L}$, disposée en $(0, \chi, 0, 0)$. Le flux de photons détecté par $\mathcal{O}$ est inversement proportionnel à la surface de la sphère centrée sur $\mathcal{S}$ de rayon la distance $\mathcal{SO}$: $S = 4\pi S_k^2(\chi)R_0^2$. Du fait de l'effet de dilatation des temps, dû à l'expansion, les photons émis par la source pendant dt parviendront sur Terre durant un intervalle $(1+z)dt$. Enfin, l'énergie de chaque photon, proportionnelle à la fréquence, est elle-même divisée par un facteur $1+z$. Le flux d'énergie f mesuré par l'observateur s'exprime donc :

$$f = \mathcal{L} \times \underbrace{\frac{1}{4\pi R_0^2 S_k^2(\chi)}}_{\text{surface sphere}} \times \underbrace{\frac{1}{(1+z)^2}}_{\text{redshift}} \tag{1.57}$$

La distance de luminosité $d_L(z)$ peut alors s'écrire sous la forme :

$$d_L(z) = R_0 S_k(\chi)(1+z) = \frac{c(1+z)}{H_0\ |\Omega_{k_0}|^{1/2}} S_k(\chi) \ \sim\ \underbrace{\frac{cz}{H_0}\left(1 + \frac{1-q_0}{2}z + O(z^2)\right)}_{\text{pour } z \ll 1} \tag{1.58}$$

Or nous avons vu plus haut (équation 1.40) que la dépendance en z de la coordonnée comobile χ peut s'exprimer en fonction des paramètres cosmologiques : $\chi(z) = \chi(z, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})$. Il en est donc de même pour la distance de luminosité, dont l'étude permet d'obtenir des contraintes sur le triplet de paramètres $(H_0, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})$. $d_L(z)$ peut s'exprimer sous la forme :

$$d_L(z, H_0, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0}) = \frac{cz}{H_0}\ \mathcal{D}(z, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0}) \tag{1.59}$$

Magnitudes apparentes et magnitudes absolues En pratique, on n'utilise que rarement des flux de photons ou d'énergie, mais des magnitudes, définies par :

$$m = -2.5\ \log_{10}\left(\frac{f}{f_0}\right) \tag{1.60}$$

où f_0 est un flux de référence. m est appelée magnitude apparente de l'objet observé. L'équivalent de la luminosité absolue $\mathcal{L}$ est la magnitude absolue M, définie comme la magnitude apparente de l'objet, s'il était situé à 10 pc. La relation (1.56) s'écrit alors :

$$m = M + 5\ \log_{10}\left(\frac{d_L}{10\ \text{pc}}\right) = M + 5\ \log_{10}\left(\frac{d_L}{1\ \text{Mpc}}\right) + 25 \tag{1.61}$$

Avec ces conventions, l'équivalent de $d_L(z)$ (équation 1.59) sera alors la relation magnitude-décalage spectral :

$$m(z) = M + 25 - 5\ \log_{10}(H_0) + 5\ \log_{10}(cz) + 5\ \log_{10}\left(\mathcal{D}(z, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})\right) \tag{1.62}$$

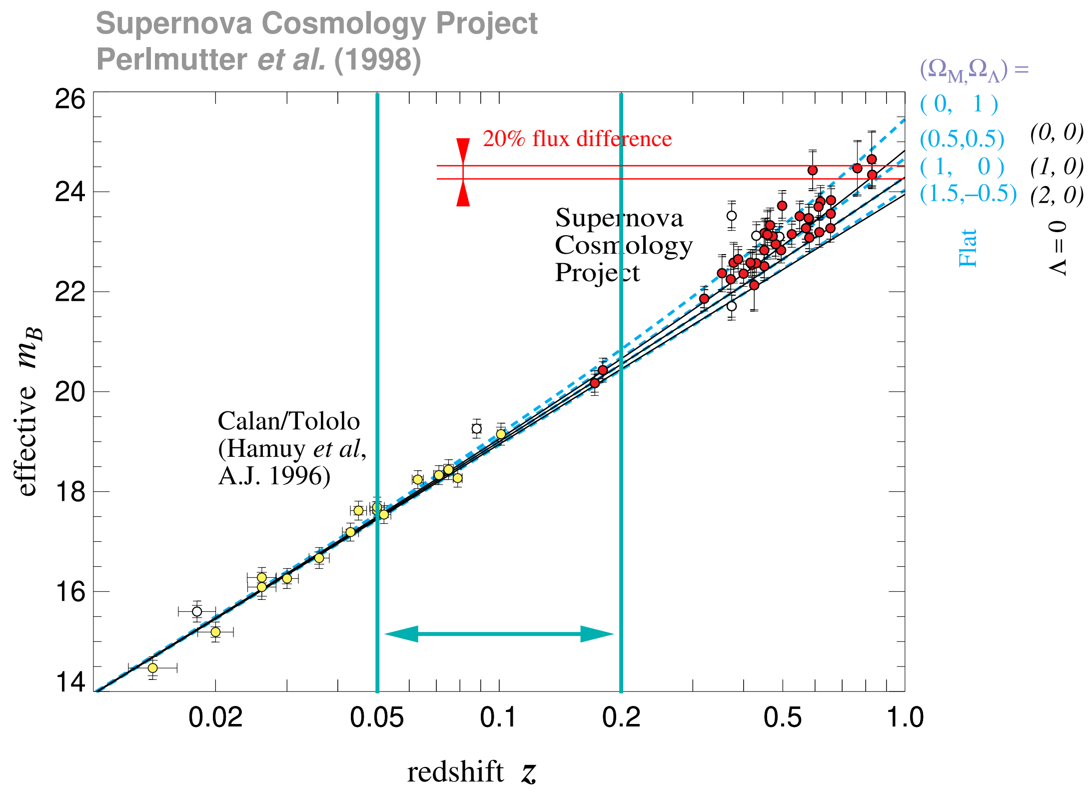


Fig. 1.3 – *Diagramme de Hubble réalisé avec 27 SNIa proches ($z \leq 0.1$) et 42 SNIa intermédiaires ou lointaines ($z \geq 0.2$). Le lot de supernovæ proches a été constitué par le* Calán Tololo Supernova Search *tandis que les SNIa lointaines ont été découvertes par le* Supernova Cosmology Project. *Le paramètre de décélération mesuré est négatif ($q_0 \sim -0.55$), ce qui indique que l'expansion est en accélération. Noter que cette mesure ne requiert pas de connaître avec précision la valeur de la magnitude absolue moyenne des SNIa. Nous avons indiqué sur la figure le domaine de décalage spectral sondé par EROS II (tiré de (Perlmutter* et al., *1998)).*

Pour $z \ll 1$, cette relation peut s'écrire :

$$m(z) = M + 25 - 5\ \log_{10}(H_0) + 5\ \log_{10}(cz) + 1.086\ (1 - q_0)\ z + O(z^2) \tag{1.63}$$

Expérimentalement, on peut tester cette relation en observant des *chandelles standard* à différents z. Le diagramme construit en portant la luminosité apparente m des objets en fonction de leur décalage spectral est appelé *diagramme de Hubble* (figure 1.3). On y distingue plusieurs domaines :

1. Pour des objets proches ($0.002 \lesssim z \lesssim 0.2$), on a $\mathcal{D} \sim 1$, car l'influence des paramètres cosmologiques $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ est négligeable. La relation entre magnitude apparente et décalage spectral est linéaire : c'est la traduction de la loi de Hubble ($v = H_0 \times d$). L'ordonnée pour $cz = 1$ est la quantité $M + 25 - 5\ \log_{10}(H_0)$. Par conséquent, moyennant une bonne connaissance de la magnitude absolue M des objets étudiés, l'étude du domaine proche permet de mesurer H_0.
2. Plus loin, ($z \gtrsim 0.2$), l'influence des paramètres cosmologiques n'est plus négligeable : on

entre dans les domaines intermédiaire ($z \gtrsim 0.3$) et lointain ($z \gtrsim 0.5$). L'étude de la relation $d_L(z)$ permet donc d'obtenir des contraintes sur le couple $(\Omega_m, \Omega_\Lambda)$ (figure 1.4). En pratique, on effectue ces mesures en comparant un lot de chandelles standard proches et un lot de chandelles standard lointaines. Ainsi, l'incertitude sur la magnitude absolue des chandelles standard utilisées peut être éliminée, et on ne s'attache qu'à exploiter la relation :

$$m'(z) = 5\ \log_{10}(\mathcal{D}(z, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})) \tag{1.64}$$

La mesure des paramètres cosmologiques $(\Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})$ peut ainsi être découplée de la mesure de la constante de Hubble, H_0, et du problème de la détermination de la luminosité absolue des chandelles standard.

Il s'agit donc de mettre en évidence une classe d'objets suffisamment homogène pour faire office de chandelles standard. A l'échelle cosmologique, les supernovæ de type Ia (SNIa), objets uniformes et très lumineux, constituent les indicateurs de distance les plus prometteurs (Phillips *et al.*, 1999a). En 1998, deux groupes, le *Supernova Cosmology Project* et le *High-Z Supernova Search* ont publié les premières mesures du couple (Ω_{m_0}, Ω_{Λ_0}) à l'aide de SNIa (Perlmutter *et al.*, 1998; Riess *et al.*, 1998a). Le diagramme de Hubble publié par le *SCP* est présenté figure 1.3. La forme de $m(z)$ indique un paramètre de décélération q_0 négatif, autrement dit, une accélération de l'expansion.

Cet effet est interprété comme la manifestation d'une constante cosmologique $\Lambda \neq 0$. Les contraintes déduites de la relation $m(z)$ peuvent se traduire dans le plan $(\Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})$ (figure 1.4). On constate en particulier que ces contraintes sont compatibles avec un univers plat, $(\Omega_{k_0} \sim 0)$, et privilégient dans ce cas une faible valeur de $\Omega_{m_0} \sim 0.3$. Nous présenterons ces mesures en détail au chapitre 2.

1.4.4 Les fluctuations du fond à 2.7 K

Les anisotropies de température du fond cosmologique de photons issu du découplage sont liées aux fluctuations de densité du fluide composant l'univers à cette époque. Leur étude nous renseigne donc sur la physique de l'univers lorsqu'il était âgé de 300 000 ans, et de là, permet d'avoir accès aux paramètres cosmologiques. On mesure statistiquement l'amplitude de ces fluctuations en fonction de leur amplitude. Pour cela, la technique la plus employée consiste à les décomposer sur une base d'harmoniques sphériques :

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=0}^{+\infty} \sum_{m=-l}^{m=+l} a_{lm} Y_l^m(\theta, \phi) \tag{1.65}$$

Chaque moment multipolaire l correspond à une échelle angulaire $\theta_l \sim \pi/l$. En particulier, $\theta_{200} \sim 1^o$. L'isotropie de l'univers entraine que $\langle a_{lm}^2 \rangle$ est indépendant de m, et on définit pour chaque valeur de l, les quantités $c_l = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^{+l} |a_{lm}|^2$. Une grande valeur de c_l indique des fluctuations de densité importantes à l'échelle correspondante.

Pour interpréter les échelles qui devraient ressortir de l'étude détaillée du spectre des valeurs de c_l, il faut se rappeler qu'avant que le découplage matière-rayonnement prenne place, les baryons et les photons étaient couplés entre eux par l'intermédiaire des électrons : les photons interagissaient avec ces derniers par effet Compton, et la force de Coulomb couplait les électrons aux baryons. Ce fluide baryons-photons tendait à tomber dans les puits de potentiel gravitationnel qui se développaient alors au sein de la matière noire, et, de ce fait, était comprimé ;

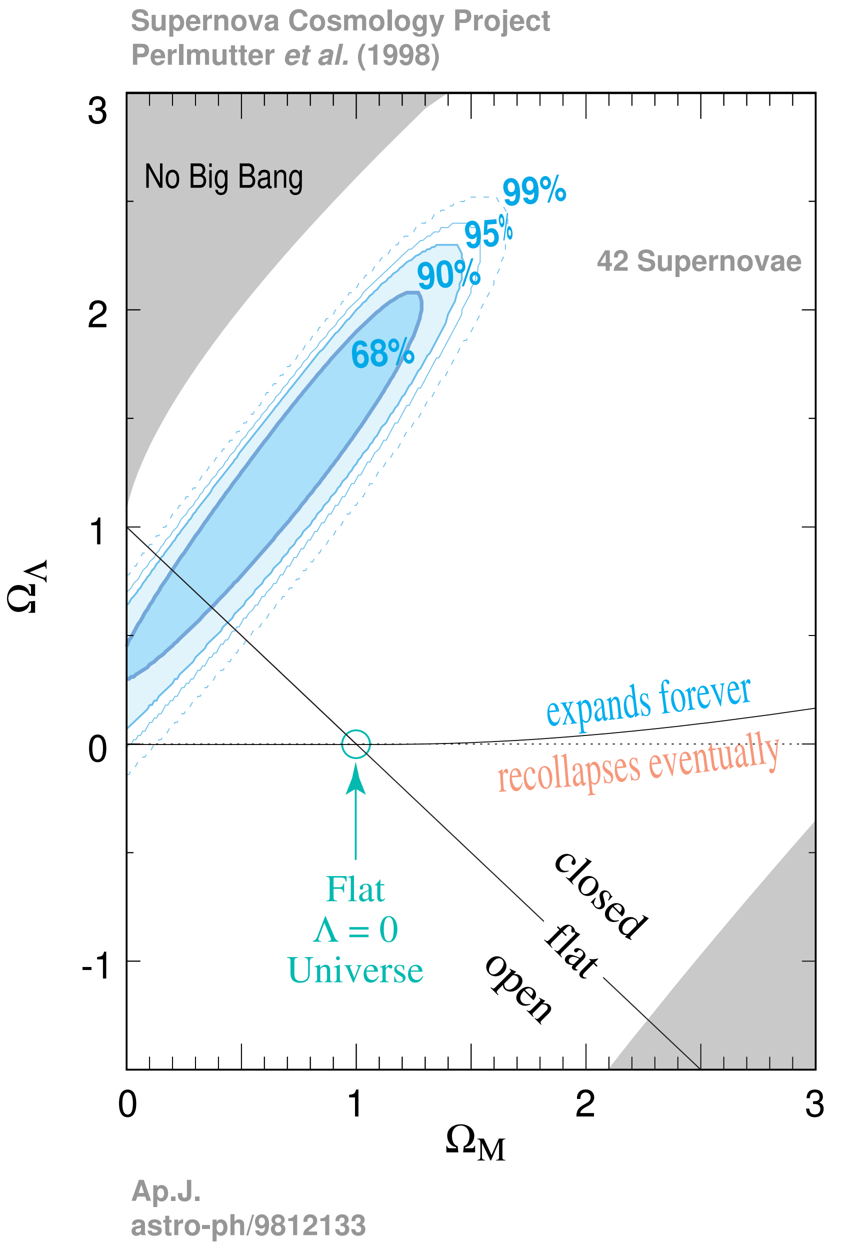


Fig. 1.4 – *Contours dans le plan* $(\Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})$ *présenté figure 1.1 obtenus en déterminant la relation* $m(z)$ *à l'aide de 27 supernovæ proches et 42 supernovæ lointaines. Un univers plat, sans constante cosmologique,* $(\Omega_{m_0} = 1, \Omega_{\Lambda_0} = 0)$ *est exclu. Pour un univers plat, la valeur la plus probable de la densité de matière est* $\Omega_{m_0} = 0.28^{+0.09}_{-0.08}\,{}^{+0.05}_{-0.04}$. *Une constante cosmologique non nulle est fortement favorisée :* $P(\Lambda > 0) > 99\%$. *Enfin, une bonne estimation du produit* $t_0 H_0$ *peut être déduite de l'analyse, les contours obtenus étant parallèles aux isochrones. Pour un univers plat, on obtient* $H_0 t_0 = 0.96^{+0.09}_{-0.07}$.

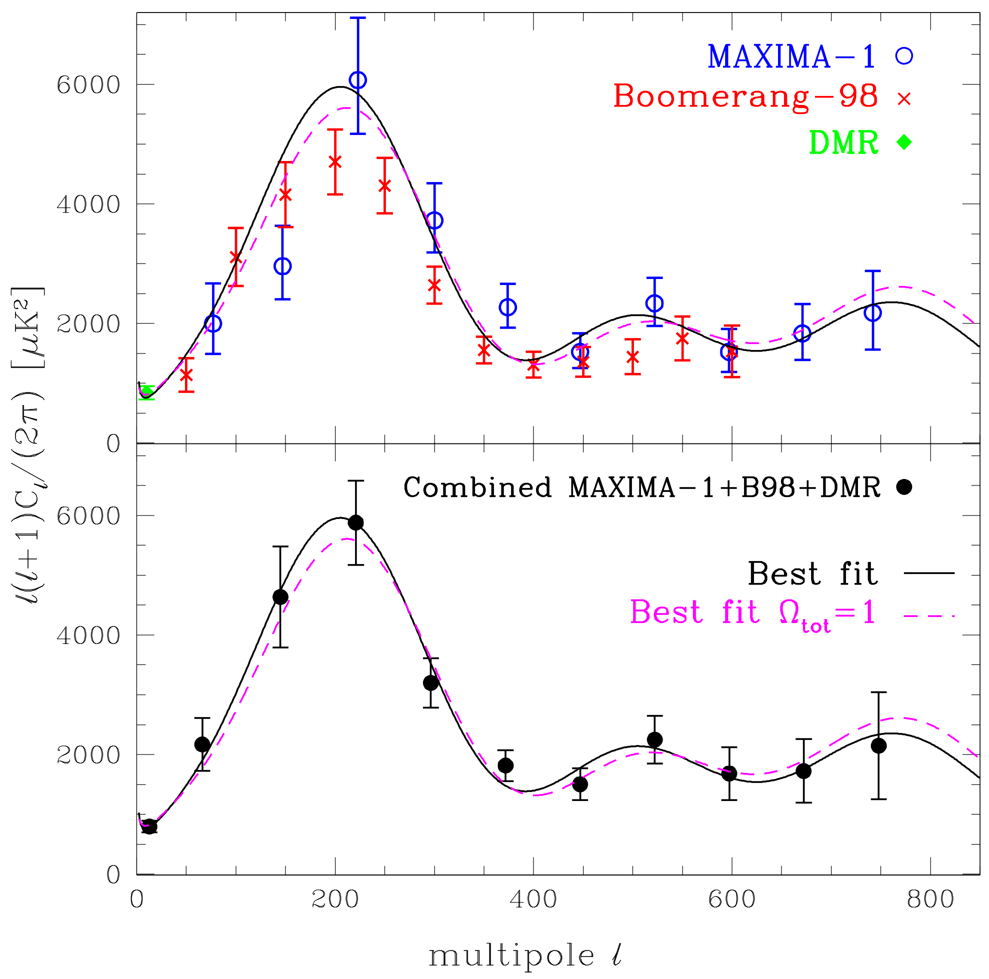


FIG. 1.5 – *Mesures du spectre des inhomogénéités du rayonnement de fond cosmologique par les expériences Maxima-1, Boomerang et COBE-DMR. (tiré de (Jaffe* et al.*, 2000)).*

mais la pression due au gaz de photons s'opposait à de telles compressions. Des ondes de type accoustique ont ainsi pris naissance dans le fluide, elles-mêmes acompagnées d'oscillations de la température locale.

L'échelle de la plus grande des fluctuations de température qui se sont développées est déterminée par la distance la plus longue L_s qu'une onde accoustique ait pu parcourir jusqu'à la date t_{DEC} du découplage, soit $L_s = v_s \times t_{DEC}$, où v_s est la vitesse du son dans le fluide baryons-photons. On peut montrer que cette échelle, et donc la valeur de l_{max} correspondant au maximum principal des c_l (« premier pic Doppler ») est essentiellement fixée par la densité Ω de l'univers, c'est à dire, par la géométrie de l'univers. Pour un univers plat, on prévoit $l_{max} \sim 200$, ce qui semble ressortir des mesures les plus récentes (de Bernardis *et al.*, 1999).

On s'attend à ce que le spectre des c_l présente des maxima secondaires correspondant aux multiples de $k_s = 2\pi/L_s$, dont les amplitudes relatives dépendent des divers paramètres cosmologiques, de sorte que la mesure de ces pics conduit à la détermination des paramètres cosmologiques.

Les diverses mesures des anisotropies du fond cosmologique à grand l sont en cours actuellement (figure 1.5). Les premiers résultats présentent des incertitudes qui sont encore relativement importantes, mais les expériences de nouvelle génération montées soit sur ballons (Boomerang, Archéops), soit sur satellites (Map, Planck) réaliseront des mesures très précises jusqu'à $l \sim 2000$.

1.5 Conclusion et perspectives

La mesure des paramètres cosmologiques est l'un des principaux enjeux de la cosmologie observationnelle. Nous avons présenté trois tests complémentaires. L'étude des amas de galaxies permet de contraindre la valeur de la densité de matière, Ω_{m_0}. L'étude de la relation $d_L(z)$ à l'aide de chandelles standard permet de mesurer simultanément Ω_{m_0} et Ω_{Λ_0}. Enfin l'analyse des anisotropies du rayonnement cosmologique conduit à la mesure simultanée d'un grand nombre de paramètres (H_0, Ω_{m_0}, Ω_{Λ_0}, Ω_b...).

Ces trois tests, actuellement les plus importants, produisent des résultats depuis quelques années. De nombreuses autres méthodes ont été proposées et seront mises en œuvre dans les années à venir. Citons par exemple l'étude de l'effet *Sunayev-Zel'dovitch* sur les amas lointains : les observations SZ, combinées aux observations du rayonnement X permettent de mesurer la « distance angulaire » des amas, et ainsi d'étudier jusqu'à des décalages spectraux $z \sim 2$ la relation entre distance angulaire et décalage spectral (Joy *et al.*, 1999; Mohr *et al.*, 1999), ce qui conduit à des analyses analogues à celles effectuées à l'aide des supernovæ de type Ia. Mentionnons également la mesure de la fréquence des effets de lentille gravitationnelle, qui permet de contraindre le couple $(\Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})$.

Les mesures disponibles à ce jour, obtenues par différentes méthodes, sont compatibles. L'étude des amas indique une faible valeur de Ω_{m_0}, tandis que la position du premier pic Doppler du spectre du CMB favorise un univers plat $\Omega_{k_0} \sim 0$. Enfin, les SNIa favorisent un univers peu dense, en expansion accélérée, cette accélération étant attribuée à une constante cosmologique non nulle, ou à une source d'énergie d'effet semblable. En fait, l'origine de Λ, s'il s'agit bien d'une constante cosmologique, est très mal comprise. Rappelons que $\Lambda/4\pi G$ est homogène à une densité d'énergie qui est supposée constante et spatialement uniforme. Une interprétation possible est que Λ résulte de la polarisation du vide. Toutefois, si on calcule la densité d'énergie du vide avec les champs des particules connues, on trouve des valeurs supérieures d'un facteur 10^{55} à 10^{120} à la valeur mesurée. Clairement, ce sujet reste à approfondir tant au plan théorique qu'expérimental.

Chapitre 2

Cosmologie et SNIa

Les supernovæ sont des explosions d'étoiles. Bien qu'une faible partie de l'énergie libérée le soit sous forme lumineuse, ces objets peuvent apparaître aussi brillants que leur galaxie hôte ($\sim 10^{10} - 10^{11}\ L_{\odot}$). Les caractéristiques physiques de ces événements varient suivant le type de leur progéniteur. Certaines supernovæ résultent de l'effondrement gravitationnel d'une étoile jeune et massive, d'autres, les supernovæ de type Ia (SNIa) résultent de l'explosion thermonucléaire du cœur de carbone d'une naine blanche.

L'intérêt cosmologique des SNIa vient de la faible dispersion de leur luminosité absolue maximale. Cela en fait des chandelles standard susceptibles d'être observées jusqu'à des distances importantes ($z > 1.5$). L'attention portée à ces objets a crû fortement au cours des vingt dernières années, lorsque les techniques d'observation modernes ont permis d'une part leur recherche systématique, d'autre part l'obtention de données photométriques et spectroscopiques de bonne qualité. De nombreuses études ont alors été entreprises afin d'estimer au mieux la valeur de la luminosité absolue maximale des SNIa ainsi que sa dispersion intrinsèque. Ces études ont permis de confirmer les corrélations soupçonnées auparavant entre la luminosité absolue maximale des SNIa et d'autres caractéristiques observationnelles, telles que leur taux de décroissance. La prise en compte de ces corrélations permet de réduire encore la dispersion des distances de luminosité mesurées avec ces objets.

Dans un premier temps, nous décrirons les caractéristiques observationnelles des différentes familles connues de supernovæ. Les mécanismes d'explosion de ces objets sont relativement bien compris et nous les présenterons brièvement. Puis nous nous concentrerons sur les SNIa, dont la détection et l'étude systématique font l'objet de cette thèse. Nous décrirons enfin les problèmes expérimentaux qui se posent en pratique lors de la construction d'un diagramme de Hubble : *corrections*$-K$, rougissement et intercalibration des SNIa avec les indicateurs de distance secondaires.

2.1 Les supernovæ

Les premières études systématiques de supernovæ ont été entreprises dans les années 30 par Baade et Zwicky (Zwicky, 1938). Le caractère éphémère de ces objets a longtemps rendu problématique la collecte de lots de données importants et homogènes. Les classifications observationnelles, essentiellement basées sur des données spectroscopiques se sont lentement affinées et ne se sont stabilisées qu'à la fin des années 1970.

Les processus physiques à l'œuvre, tant dans les progéniteurs des supernovæ qu'au cours de l'explosion ne sont pas encore compris en détail. De nombreux modèles existent, mais les

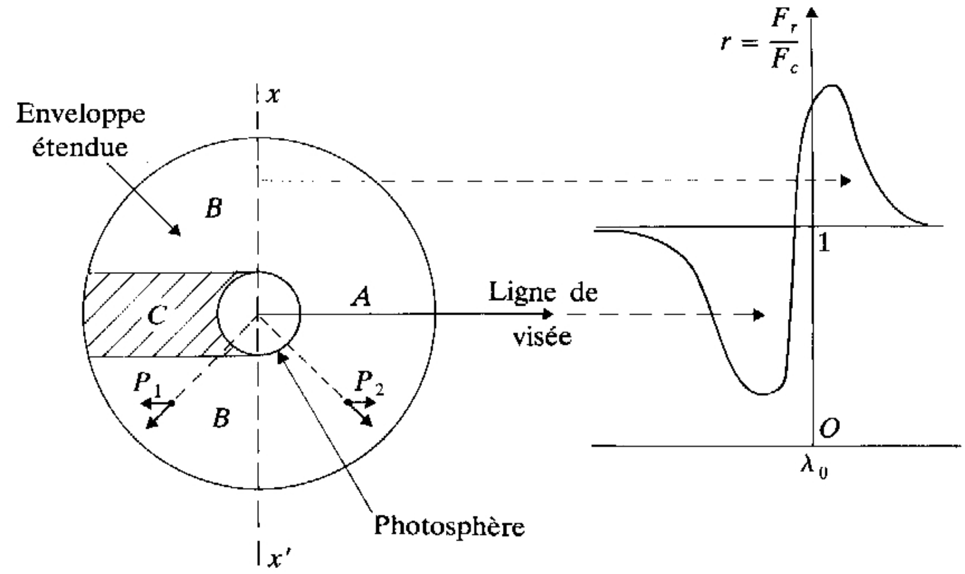


FIG. 2.1 – *Profil P-Cygni des bandes d'absorption des spectres de supernovæ, induit par l'expansion de l'enveloppe étendue de l'étoile. Celle-ci (zones A, B et C) absorbe les photons émis par le cœur et les réémet isotropiquement en se désexcitant. La zone A est située entre l'observateur et le cœur de l'objet. Elle produit une raie d'absorption décalée vers le bleu, du fait de la vitesse d'éjection dans cette zone, dirigée vers l'observateur. Par contre, loin de la ligne de visée, la matière de B n'est vue qu'en émission. Elle est responsable de la raie centrée en λ_0 ou légèrement décalée vers le rouge suivant que la zone occultée C est ou non négligeable (Schatzman & Praderie, 1990).*

contraintes observationnelles sont encore insuffisantes pour les valider ou les rejeter. Dans la suite, nous résumons succinctement les propriétés observationnelles des différents types de supernovæ connus. Pour une revue complète, on se reportera par exemple à (Filippenko, 1997). Nous donnerons ensuite quelques indications sur l'interprétation théorique de ces explosions.

2.1.1 Les données observationnelles

Les supernovæ sont des événements violents, éphémères et rapidement évolutifs : leur luminosité maximale, qui peut être comparable à celle de leur galaxie hôte, est atteinte en quelques jours et décroît en deux ou trois mois. Durant cette période, leurs caractéristiques spectrales évoluent rapidement. Dans un premier temps, l'enveloppe en expansion rapide de la supernova est opaque au rayonnement : c'est la phase *photosphérique*. On observe sur les spectres des bandes d'absorption larges, caractéristiques d'un milieu thermiquement agité. La plupart de ces raies présentent un profil dit *P-Cygni*, dû à l'expansion rapide de la photosphère (figure 2.1). Au bout de quelques semaines, l'enveloppe devient transparente au rayonnement, et des raies en émission apparaissent : c'est la phase *nébulaire*.

Spectres et classification spectrale La complexité de ces spectres a longtemps rendu leur interprétation difficile. Ils sont cependant relativement bien compris depuis les années soixante, et une classification spectrale a pu être élaborée. Le premier critère est l'absence ou la présence de raies caractéristiques de l'hydrogène, qui amène à distinguer entre les supernovæ de type I ou II respectivement. Au fur et à mesure que le nombre d'objets étudiés augmentait, cette

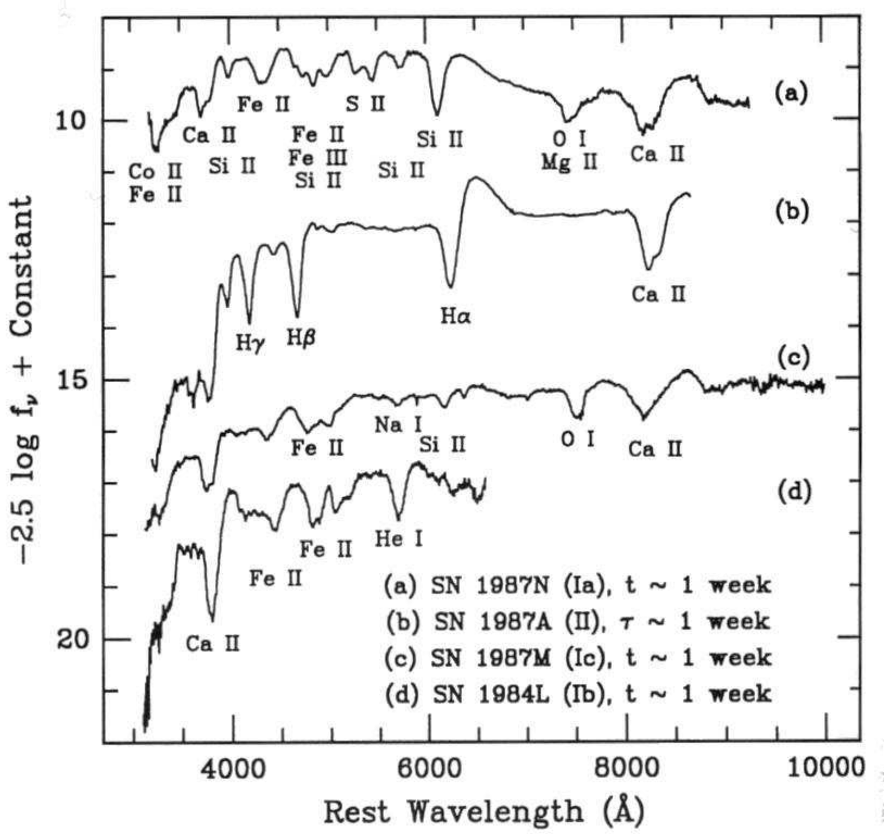


FIG. 2.2 – *Spectres de supernovæ de type Ia/Ib/Ic et II. Les SNII sont identifiables par les fortes bandes d'absorption dues à la présence d'hydrogène (raie Hα notamment), qui sont absentes des SNI. Les SNIa présentent de fortes bandes d'absorption dues à SiII et CaII. Du fer, du cobalt (et du nickel) sont également produits en quantités importantes. Les SNIb présentent des raies caractéristiques de l'hélium. Les SNIc ne semblent contenir ni silicium, ni hélium. Remarquer le profil P-Cygni que présentent la plupart des raies d'absorption (la raie Hα présente sur le spectre (b), par exemple). Son analyse détaillée permet de mesurer la vitesse d'expansion de l'enveloppe de la supernova (Filippenko, 1997).*

classification s'est affinée. On a ainsi montré que la classe des SNI n'était pas homogène, et pouvait être divisée en trois sous-ensembles : les SNIa (80% des SNI) présentent vers $\lambda \sim 615$ nm une raie d'absorption très intense, caractéristique du SiII. Les spectres des SNIb ne contiennent pas de silicium, mais font apparaître des traces d'hélium ($\lambda \sim 587$ pour HeI), tandis que les SNIc ne contiennent ni silicium ni hélium.

Courbes de lumière Les *courbes de lumières* décrivent l'évolution temporelle de la luminosité des objets étudiés. Les SNIa constituent les supernovæ les plus brillantes. Dans la bande B ($\lambda_B \sim 430$ nm), leur magnitude absolue au maximum est estimée à (Hamuy *et al.*, 1996a) :

$$M_B = -18.11 \pm 0.38 + 5 \log_{10}(h) \tag{2.1}$$

ce qui correspond à une luminosité absolue de

$$\mathcal{L}_B = 2.7\ 10^9\ h^{-2}\ L_{\odot B} \tag{2.2}$$

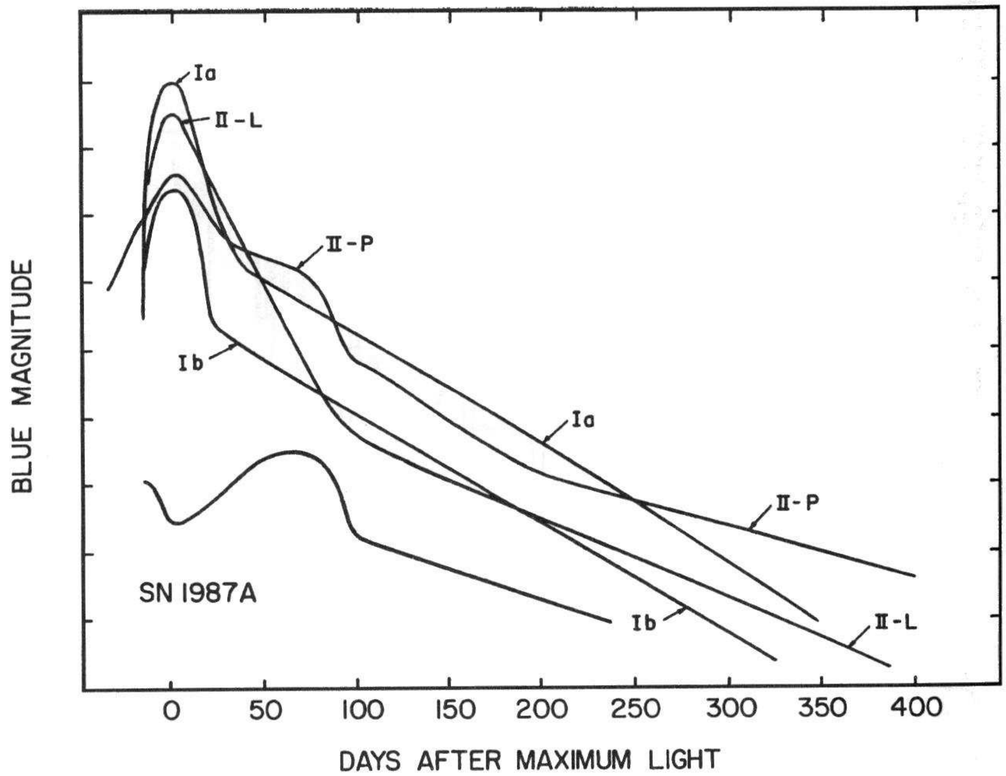


FIG. 2.3 – *Courbes de lumières de supernovæ dans la bande B* ($\lambda_B \sim 430$ nm). *Les supernovæ de type Ia sont les plus lumineuses. Le maximum de luminosité est atteint en 15 à 20 jours. Il est suivi d'une première décroissance, exponentielle, à un taux de* ~ 0.1 mag jour^{-1}. *Un mois plus tard environ, intervient un changement de régime, et la vitesse de décroissance devient* ~ 0.025 mag jour^{-1}. *La forme des courbes de lumière des supernovæ de type Ib/c et II-L est assez similaire, les taux de décroissance étant cependant assez différents. Les SNII-P présentent un point d'inflexion, voire un maximum secondaire qui peut être plus important que le premier maximum. La forme des courbes de lumière et la luminosité maximale de ces derniers objets sont très dispersées (Wheeler & Harkness, 1990).*

Pour comparaison, la magnitude absolue moyenne dans la bande B, de la galaxie spirale $M64$ est environ $M_B = -18.8$, soit $\mathcal{L}_B \sim 5\ 10^9\ L_{\odot_B}$.

La figure (2.3) présente l'allure des courbes de lumière des supernovæ de chaque type dans la bande spectrale B. Les SNIa atteignent leur luminosité maximale en quelques jours. Une première étape de décroissance, s'ensuit, à un taux moyen de 0.1 magnitude jour^{-1}. Quarante jours après survient un changement de régime, le taux de décroissance passant à ~ 0.025 mag jour^{-1}.

Les supernovæ de type Ib et Ic sont en moyenne moins lumineuses que les SNIa mais présentent des courbes de lumière de forme similaire. Les différences concernent essentiellement le taux de première décroissance. Après maximum, les SNIb décroissent plus vite que les SNIa. Quant aux SNIc, elles peuvent être divisées en deux classes bien distinctes, certaines décroissant nettement plus vite, et d'autres nettement moins vite que les SNIa.

Les supernovæ de type II sont moins lumineuses que les SNIa, en moyenne 2.5 magnitudes, soit un facteur 10 en flux. La forme de leur courbe de lumière permet de distinguer les SNII-L (linéaires) dont la courbe de lumière est très analogue à celle d'une SNIa, avec néanmoins un taux de décroissance plus faible, et les SNII-P (plateau), beaucoup moins brillantes, dont la

Type Galaxie	SNIa	SNIb/c	SNII	Total
E-S0	0.18 ± 0.06	< 0.01	< 0.02	0.18 ± 0.06
S0a-Sb	0.18 ± 0.07	0.11 ± 0.06	0.42 ± 0.19	0.72 ± 0.21
Sbc-Sd	0.21 ± 0.08	0.14 ± 0.07	0.86 ± 0.35	1.21 ± 0.37
Autres	0.40 ± 0.16	0.22 ± 0.16	0.65 ± 0.39	1.26 ± 0.45

TAB. 2.1 – *Taux d'explosion des différents types de supernova en fonction du type de la galaxie hôte. Les taux d'explosion sont exprimés en* supernovae units *: 1 SNu = 1SN (100yr)*$^{-1}$ $(10^{10} L_{\odot}^{B})^{-1}$. *La valeur du taux d'explosion varie comme* h^2 *; ici, une valeur* $h = 0.75$ *a été choisie. Les galaxies elliptiques de type E ou S0 sont formées d'étoiles anciennes et ne présentent aucun signe de formation stellaire. Au contraire, les objets classés Sb–d ou Sba–d sont des galaxies spirales dans lesquelles la formation stellaire est encore active (Cappellaro* et al.*, 1999).*

luminosité se stabilise pendant quelques semaines à un niveau assez proche de leur maximum, avant d'entamer une décroissance lente. Ces derniers objets présentent une forte dispersion, tant dans la forme de leurs courbes de lumière (`SN1987A`, figure (2.3), est considérée comme une SNII-P particulière) que dans leurs luminosités maximales.

En moyenne, les supernovæ de type Ib/c et II sont donc moins lumineuses que les supernovæ de type Ia, et leur spectre sensiblement différent. Dans la pratique, un spectre de la supernova et de la galaxie hôte présentant un rapport signal sur bruit élevé, dans un domaine de longueur d'onde approprié, ainsi que des observations photométriques, permettent de classer une supernova avec un bon niveau de confiance. Toutefois, la luminosité des SNIb/Ic/II est beaucoup plus dispersée que celles des SNIa, et peut parfois atteindre des valeurs comparables. `SN1992ar`, par exemple, a été identifiée comme une SNIc, de magnitude absolue $M_{abs} \sim -20.2$ (Clocchiatti *et al.*, 2000). Son spectre, en outre, ne s'écartait de celui d'une SNIa que par quelques raies. Dans le cas des SNe lointaines, les spectres ont un rapport signal sur bruit beaucoup plus faible, et la contamination d'un lot de SNIa par quelques objets exotiques doit être envisagée.

Taux d'explosion L'étude de la fréquence des supernovæ en fonction du type de la galaxie hôte apporte des indications sur la nature des progéniteurs de ces événements, et leurs mécanismes d'explosion, et donc sur la population stellaire qui leur donne naissance. Le *taux d'explosion* de chaque type de supernova, $\mathcal{R}$, est fonction du décalage spectral. En effet, les galaxies évoluent avec le temps : des étoiles sont créées, des supernovæ explosent et modifient la composition chimique du milieu interstellaire. La mesure de $\mathcal{R}(z)$ permet ainsi de contraindre les modèles de formation de galaxies et d'évolution stellaire. Les mesures de taux d'explosion sont difficiles à effectuer. Elles demandent de disposer d'un large échantillon de supernovæ de type spectral identifié, découvertes par un programme de recherche dont l'efficacité est maîtrisée. Les résultats publiées sont donc encore rares. EROS II a publié une mesure du taux d'explosion des SNIa à $z \sim 0.15$ (voir (Hardin, 1998), et pour un résumé, le chapitre 5 de cette thèse). A partir des résultats combinés de plusieurs recherches de supernovæ très proches, (Cappellaro *et al.*, 1999) estiment pour chaque classe de supernova un taux d'explosion en fonction du type de la galaxie hôte (table 2.1). Les lots de supernovæ étudiés n'étant pas homogènes, ces résultats doivent être considérés avec prudence, néanmoins, ils indiquent des tendances assez nettes, que l'on peut résumer de la façon suivante.

On constate que les supernovæ de type Ib/Ic et de type II n'apparaissent quasiment jamais dans les galaxies elliptiques (E-S0) qui sont des galaxies évoluées, peuplées d'étoiles vieilles. En revanche, elles sont plutôt associées aux bras des galaxies spirales, régions d'intense formation stellaire. Le taux d'explosion des SNIa ne dépend que marginalement du type de galaxie. Cela constitue un argument de plus pour associer les premières à des progéniteurs jeunes, et les secondes à des étoiles évoluées.

2.1.2 Quelques notions de physique stellaire

Avant de décrire les mécanismes d'explosion des différents types de supernovæ (section 2.1.3), il est souhaitable de rappeler quelques principes de physique stellaire. Nous nous concentrerons sur l'évolution des étoiles susceptibles de donner naissance à une supernova.

L'équilibre d'une étoile (Schatzman & Praderie, 1990) Une étoile est un objet en équilibre hydrodynamique : sa pression interne P compense la gravitation. Les matériaux constitutifs de l'étoile sont entièrement ionisés et forment un plasma. Si la densité de l'étoile est faible, les ions et les électrons peuvent être traités comme des gaz parfaits, de pressions P_{e^-} et P_{ions}. La pression du rayonnement électromagnétique peut également jouer un rôle non négligeable. Un processus d'autorégulation qui empêche tout emballement des réactions thermonucléaires, très sensibles à la température se met ainsi en place. En effet, une petite augmentation de celle-ci entraînera une variation positive de la pression interne de l'étoile, et donc une dilatation, avec pour conséquence une diminution de la température.

Dégénérescence Lorsque sous l'effet de la gravitation la densité qui règne au cœur d'une étoile atteint une valeur telle que le nombre d'électrons par unité de volume est comparable ou supérieur à $1/\lambda_e^3$, où $\lambda_e = h/p_e$ est la longueur d'onde de De Broglie associée aux électrons, ceux-ci ne peuvent plus être traités classiquement. C'est alors le principe d'exclusion de Pauli qui, s'appliquant au gaz d'électrons dit *dégénéré*, empêche l'effondrement gravitationnel de l'étoile. En effet, pour un gaz de fermions, il existe une limite supérieure à la densité de particules de quantité de mouvement p donnée. Par conséquent, lorsque la densité augmente, les électrons acquièrent des moments de plus en plus importants, ce qui augmente la pression interne.

Les propriétés physiques d'un gaz dégénéré sont évidemment très différentes de celles d'un gaz parfait. En particulier, sa pression est quasi-indépendante de sa température. Il s'ensuit que le mécanisme de régulation décrit sommairement plus haut est brisé, et les réactions thermonucléaires très sensibles à la température peuvent s'emballer : on parle de « flash ».

La masse de Chandrasekhar Notons enfin que la pression de Fermi du gaz dégénéré d'électrons croît relativement lentement avec la densité : $P \propto \rho^{4/3}$, et il existe une limite pour laquelle cette pression quantique ne peut plus équilibrer la gravitation. Pour un objet gravitationnellement lié, comme une naine blanche, cette densité limite est fonction de la masse totale de l'objet et de sa composition, via le rapport du nombre d'électrons sur le nombre de baryons. La masse limite, appelé *masse de Chandrasekhar* (M_{Ch}) est approximativement égale à 1.4 $M_\odot$.

Evolution stellaire L'évolution d'une étoile est généralement représentée sur un diagramme de *Herzsprung-Russel* (en abrégé, diagramme HR) qui représente la luminosité absolue des objets étudiés en fonction de leur température de surface, ou, ce qui revient au même, de leur couleur[1].

[1]En première approximation, le spectre d'une étoile est bien décrit par celui d'un corps noir dont la température est la température de surface, T_S. Si m_{λ_1} et m_{λ_2} désignent les magnitudes de l'étoile mesurées dans deux bandes spectrales différentes, la couleur définie par $m_{\lambda_1} - m_{\lambda_1}$, est une fonction de la température.

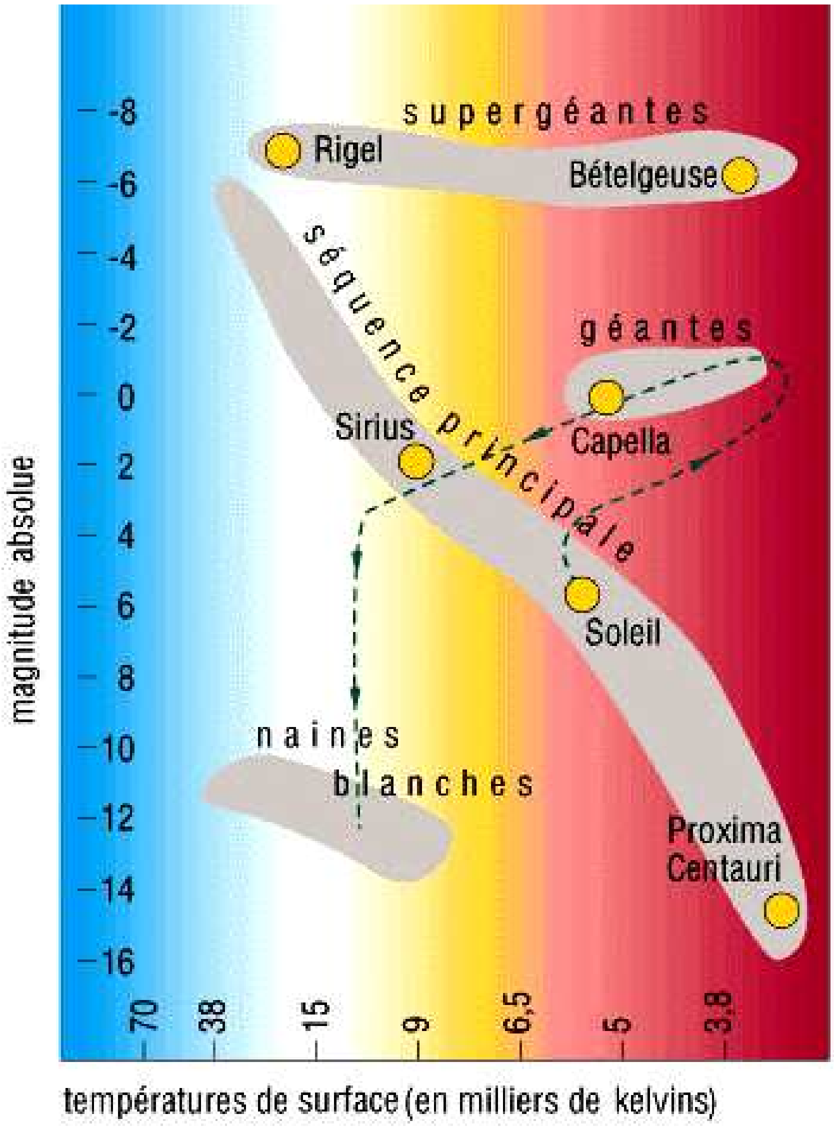


FIG. 2.4 – *Diagramme de Herzsprung-Russel (HR) construit en portant la luminosité absolue des étoiles en fonction de leur température. Les étoiles jeunes brûlant leur hydrogène se répartissent sur la* séquence principale. *Ce sont des objets stables, d'autant plus bleus que leur luminosité est élevée. Lorsque l'étoile évolue, son point représentatif se déplace dans le diagramme HR. La trajectoire d'une étoile comparable au soleil a ici été représentée. Une fois l'hydrogène du cœur brûlé, la combustion de l'hélium se s'initie pas immédiatement. L'hydrogène des couches externes achève de brûler, ce qui dilate l'enveloppe et diminue donc la température de surface de l'étoile, qui devient progressivement une* géante rouge. *Au cours de la combustion de l'hélium, la température de l'étoile augmente à nouveau, et celle-ci parcourt la* branche horizontale *du diagramme HR. Enfin, lorsque tout l'hélium est épuisé, la densité est trop faible pour initier la fusion du carbone produit à l'étape précdente. L'étoile se refroidit et devient progressivement une* naine blanche.

Au cours de sa vie, la luminosité et la température d'une étoile varient, de sorte que celle-ci décrit une trajectoire caractéristique dans le diagramme HR (figure 2.4).

Dans un premier temps, l'étoile brûle l'hydrogène en hélium. Sa luminosité L est liée à sa température de surface T_S et son rayon R suivant la loi de Stefan : $L = 4\pi\sigma R^2 T_S^4$. Elle est donc corrélée à sa couleur : l'étoile est dans une configuration stable et se situe dans une zone du diagramme HR appelée *séquence principale* (figure 2.4). L'évolution ultérieure de l'étoile dépend de sa masse initiale, $M_\star$. On montre en particulier (Schatzman & Praderie, 1990) que sa durée de vie varie approximativement comme $\tau \propto M_\star^{-\alpha}$, avec $\alpha = 2$ si $M_\star \leq 1.2\ M_\odot$, et $\alpha = 3$ dans le cas contraire. On distingue généralement deux scénarios :

Si $M_\star \gtrsim 8\ M_\odot$, la durée de la phase de combustion de l'hydrogène du cœur est de quelques dizaines de millions d'années à peine. L'étoile est chaude et très lumineuse (de 10^4 à $10^6\ L_\odot$). Lorsque l'hydrogène du cœur est épuisé, celui-ci se contracte, ne produisant pas assez d'énergie pour équilibrer les forces de gravitation ; les couches d'hydrogène entourant le cœur sont comprimées, s'échauffent et commencent leur combustion. L'étoile brûle ensuite l'hélium produit pour former du carbone, de l'oxygène, puis du néon, du silicium, et enfin des éléments du pic du fer. Chaque étape est marquée par une phase de contraction et d'échauffement. Par ailleurs, l'énergie produite par les réactions de fusion est d'autant plus faible que le numéro atomique des éléments brûlés est important. A la fin de sa vie, l'étoile présente une structure en couches, les matériaux synthétisés se répartissant par poids atomique décroissant autour du noyau formé de nickel et de fer. La température de son cœur est alors de plusieurs milliards de degrés.

A l'inverse, si $M_\star \lesssim 8M_\odot$, la durée de vie de vie de l'étoile est beaucoup plus longue ; la combustion de l'hydrogène, en particulier, dure plusieurs milliards d'années. De même que précédemment, lorsque l'hydrogène du cœur est épuisé, celui-ci se contracte, échauffant les couches externes et déclenchant leur combustion. L'hélium produit s'ajoute à la masse du cœur qui, à ce stade, est dégénéré. Au fur et à mesure que l'hydrogène brûle en couches, les couches externes se dilatent, entraînant une diminution de la température de surface de l'étoile, qui rougit. Le cœur dégénéré emmagasine moins d'énergie ; celle-ci est absorbée par l'enveloppe dont la luminosité augmente fortement tout en rougissant : le point représentatif de l'étoile se déplace le long de la branche des géantes rouges.

Au bout d'un milliard d'années, la température du cœur est suffisante pour que se déclenche la fusion de l'hélium. Le cœur étant dégénéré, celle-ci est explosive (flash de l'hélium), et permet au cœur de se dilater, brisant la dégénérescence. La combustion de l'hélium en carbone et oxygène s'effectue normalement, durant 100 millions d'années environ. Durant cette période, l'étoile parcourt la « branche horizontale » du diagramme HR (figure 2.4), sa luminosité diminuant, tandis que sa température augmente.

Enfin, lorsque la combustion de l'hélium s'achève, le cœur composé de carbone et d'oxygène se contracte à nouveau. A ce stade, il n'est plus soutenu que par la pression quantique du gaz d'électrons dégénéré. Cependant, la température n'est pas suffisante pour initier la fusion du carbone. Les couches externes de l'étoile, composées d'hélium et d'hydrogène, achèvent leur combustion. L'énergie dégagée par le processus peut conduire à l'expulsion de l'enveloppe et à la formation d'une *nébuleuse planétaire*. Le cœur dégénéré de l'étoile, de masse inférieure à 1.4 $M_\odot$, achève de se refroidir par rayonnement, et finit par former une naine blanche. Les naines blanches constituent donc le terme naturel de l'évolution des étoiles de faible masse.

2.1.3 Mécanismes d'explosion

La classification des supernovæ présentée plus haut est purement observationnelle et ne préjuge en rien de la physique à l'œuvre dans chaque type d'objet. En particulier, il existe de nombreuses similitudes entre les supernovæ de type Ib/Ic et les supernovæ de type II. Ainsi, les spectres tardifs des SNIb et Ic sont très similaires à ceux des SNII. Par ailleurs, l'étude des taux d'explosion en fonction du type de la galaxie hôte permet de penser qu'à la différence des SNIa, les progéniteurs de ces trois types d'objets sont des étoiles massives à faible durée de vie.

Les supernovæ se répartissent ainsi en deux grandes classes. Les SNIb/Ic et les SNII sont interprétées théoriquement comme l'effondrement d'une étoile massive en fin de vie. On parle de *supernovæ gravitationnelles*. A l'inverse, les supernovæ de type Ia, décrites comme la fusion explosive du cœur de carbone et d'oxygène d'une naine blanche, sont appelées *supernovæ thermonucléaires*. De nombreux modèles existent pour chaque type d'objet ; nous en décrivons les grandes lignes ci-dessous.

Supernovæ gravitationnelles Nous avons vu que dans la dernière phase de la vie d'une étoile massive, le silicium fusionne pour produire du fer. La fusion de cet élément étant endothermique, il n'existe alors plus de processus susceptible de produire suffisamment d'énergie thermique pour équilibrer la gravitation. Le noyau se contracte jusqu'à n'être plus soutenu que par la pression quantique du gaz d'électrons dégénéré. Or sa masse augmente, du fait de la combustion des couches externes. Lorsqu'elle devient égale à la masse de Chandrasekhar, la pression quantique ne suffit plus à équilibrer la gravité, et le cœur s'effondre brutalement. Du fait de la forte densité et de la température élevée, le fer est alors photodissocié en protons et neutrons libres. Les électrons, dont l'énergie est élevée sont capturés par les protons suivant la réaction dite de neutronisation : $p + e^- \to n + \nu_e$. Lorsque le noyau atteint la densité de la matière nucléaire, sa compressibilité diminue brutalement, ce qui induit un rebond des couches externes. Les neutrinos produits par la neutronisation sont, dans un premier temps, absorbés par les couches denses de l'enveloppe à laquelle ils transmettent leur énergie sous forme thermique et cinétique. Celle-ci, en se dilatant, devient transparente aux ν qui s'échappent alors, emportant avec eux l'essentiel de l'énergie de la supernova ($\sim 10^{53}$ ergs). Le noyau achève de s'effondrer et donne naissance à une étoile à neutrons ou un trou noir, suivant que sa masse résiduelle est inférieure ou supérieure à 2 $M_\odot$.

Les caractéristiques de la supernova — luminosité, nature des éléments éjectés — sont très variables, et dépendent fortement de l'état initial du progéniteur. Les étoiles de forte masse sont susceptibles d'éjecter tout ou partie de leur enveloppe pendant leur évolution. La nature et la composition de l'enveloppe résiduelle a une forte influence sur la luminosité de la SN et les caractéristiques de son spectre. Ainsi, on explique généralement l'absence d'hydrogène dans les SNIb/Ic par le fait que l'étoile a auparavant expulsé la majeure partie de son enveloppe, ne laissant que la partie interne, constituée principalement d'éléments plus lourds.

Hypernovæ et GRB Les *gamma ray bursts* (GRB) ont été découverts fortuitement par les satellites espions cherchant les signatures d'explosions thermonucléaires. Il s'agit de signaux brefs, parfois structurés, provenant de directions aléatoires. Leur origine reste mystérieuse, mais un lien avec les SNe a été envisagé (*core collapse*). Un effort s'est développé récemment pour chercher des contreparties optiques là où les satellites signalent des GRB. Cela nécessite en général un instrument à grand champ du fait de la résolution angulaire faible des satellites d'observation gamma (~ 1 deg^2).

`SN1998bw` (Nomoto *et al.*, 2000) a néanmoins été découverte le lendemain de la détection d'un GRB, à une position compatible avec celui-ci. Son étude ultérieure a montré qu'elle s'apparentait à une SNIc, avec les lignes d'absorption très larges, signe d'une vitesse d'expansion importante et d'une grande libération d'énergie. La luminosité de cet objet était 10 fois supérieure à la luminosité moyenne des SNIb/Ic. L'énergie cinétique moyenne a été estimée à 3 10^{52} erg, soit 10 fois celle d'une SN typique, d'où le nom d'*hypernova* donné à cet événement.

`SN1997cy` (Turatto *et al.*, 2000; Nomoto *et al.*, 2000) a été corrélée a posteriori avec un GRB, en comparant leurs dates et positions (0.7% de probabilité d'association fortuite). Elle a été classée comme SNII particulière (SNIIn). Sa luminosité était également élevée ($M_V \sim -20$).

`SN1997ef` (Nomoto *et al.*, 2000) enfin, était une SNIc très lumineuse, au spectre particulier (raies larges d'oxygène et de fer) assez semblable à celui de `SN1998bw`. L'évolution de la luminosité de cet événement était également singulière. Ces objets peuvent être modélisés comme explosions d'étoiles particulièrement massives ($\sim 50\ M_\odot$), avec des mécanismes semblables à ceux intervenant dans les supernovæ de Type II ou Ic. Ils soulignent la grande diversité de ces catégories.

Supernovæ thermonucléaires Les modèles de SNIa font tous appel au même mécanisme, à savoir la fusion thermonucléaire du cœur de carbone et d'oxygène d'une naine blanche. La matière de ce cœur étant sous forme dégénérée, la fusion du carbone est explosive (cf. section 2.1.2). L'énergie produite par une telle explosion est d'environ 10^{51} ergs. La quasi-totalité est dégagée sous forme mécanique, ce qui suffit à désintégrer totalement la naine blanche ; 10^{49} ergs environ sont émis sous forme lumineuse.

Un tel mécanisme explique l'évolution spectrale des SNIa, en particulier l'apparition puis la disparition des raies caractéristiques du fer, du nickel et du cobalt. La fusion du carbone produit en effet d'importantes quantités de Ni^{56}, élément instable, qui se désintègre en Co^{56}, avec un temps de décroissance de 8.8 jours. Le Co^{56} est lui-même instable ($\tau = 110$ jours), et produit du Fe^{56}. Les décroissances successives du Ni^{56} et du Co^{56} fournissent l'essentiel de l'énergie de la SN à ce stade, et expliquent la double décroissance exponentielle observée sur les courbes de lumière (figure 2.3).

La nature du progéniteur et son processus d'évolution vers l'explosion sont des points cruciaux. Nous avons vu qu'une naine blanche est un objet stable qui, laissé à lui-même, se refroidit lentement par rayonnement. Pour comprendre l'explosion, on fait donc appel à des systèmes doubles, composés d'une naine blanche accrétant la matière d'un compagnon évolué. Les caractéristiques de l'explosion sont susceptibles de différer suivant la nature de ce compagnon et le processus d'accrétion.

Nous allons maintenant décrire plus en détail les SNIa. Dans un premier temps, nous en détaillerons les caractéristiques observationnelles, en soulignant l'homogénéité de cette classe d'objets, mais aussi en présentant quelques événements atypiques, qui permettent d'en soupçonner la complexité. Enfin, nous décrirons les grandes lignes des modèles d'explosion de SNIa et montrerons comment ils justifient l'utilisation de ces objets comme indicateurs de distance cosmologique.

2.2 Les supernovæ de type Ia

Une des particularités des supernovæ de type Ia est qu'elles forment une classe observationnellement homogène. Or nous avons vu au chapitre 1 que des chandelles standard permettent d'étudier la relation $d_L(z)$, et donc de contraindre les paramètres cosmologiques. De nombreuses études systématiques ont donc été entreprises afin de mieux comprendre les incertitudes observationnelles sur la luminosité maximale des SNIa et préciser sa dispersion intrinsèque. (Hamuy

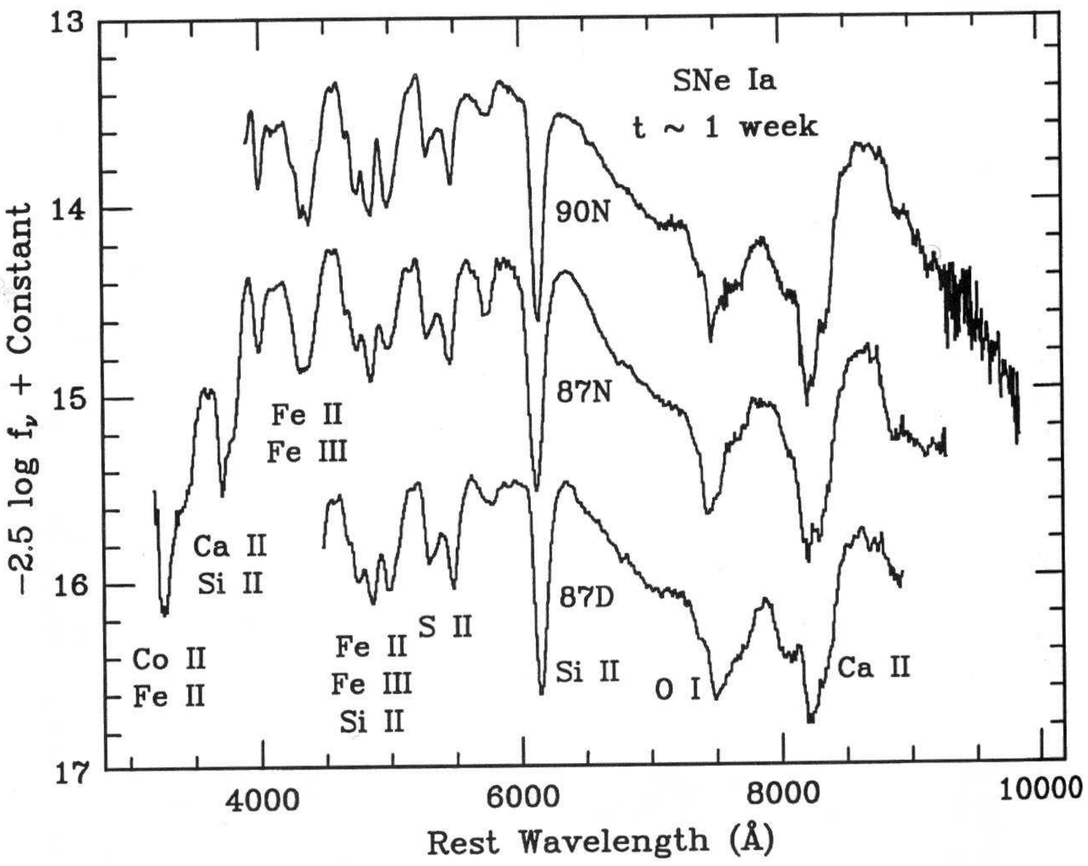


FIG. 2.5 – *Spectres de SNIa, environ 1 semaine après maximum. Ils présentent des raies identiques, de forme comparable, ce qui indique que ces objets sont régis par les mêmes processus physiques (Filippenko, 1997).*

et al., 1996a; Phillips *et al.*, 1999a), ont ainsi montré que celle-ci est de l'ordre de 10%.

Un certain nombre d'objets « particuliers », classés comme SNIa, mais aux caractéristiques atypiques, ont cependant été mis en évidence. Quelques unes de ces anomalies peuvent être expliquées ; ainsi, certains forts rougissements sont dus à l'effet des poussières galactiques accumulées sur la ligne de visée. D'autres objets semblent intrinsèquement anormaux. Des observations complémentaires sont nécessaires afin d'identifier ces SNIa particulières et, si possible, d'en comprendre l'origine.

2.2.1 Une classe d'objets homogène

Spectres La figure (2.5) présente les spectres de 3 supernovæ différentes, pris environ une semaine après maximum. Ceux-ci présentent des caractéristiques très semblables : raies d'absorption identiques, de même intensité et aux profils comparables. Une telle similarité indique que les processus physiques à l'œuvre dans ces objets sont quantitativement les mêmes.

La compréhension théorique de ces spectres demande de modéliser l'enveloppe thermiquement agitée et en expansion des SNIa. Cela est possible depuis les années soixante, et l'analyse des raies d'absorption et d'émission permet de mesurer les proportions des divers éléments produits, la température de la photosphère et la vitesse d'expansion de l'enveloppe (par l'analyse des

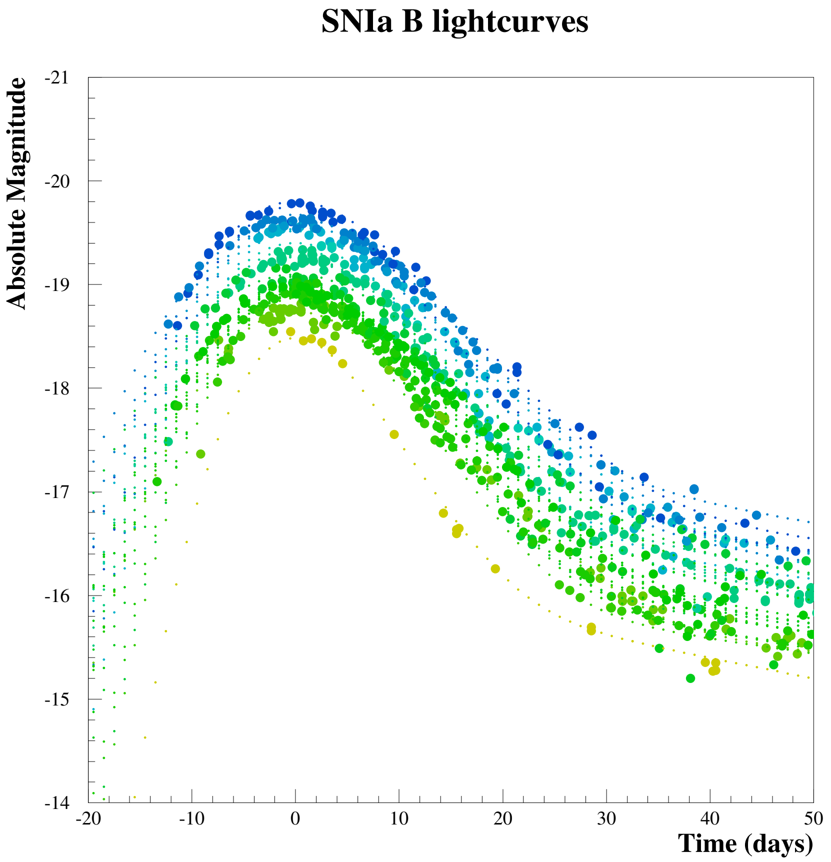


FIG. 2.6 – *Courbes de lumières de supernovæ de type Ia, dans la bande B. Celles-ci ont été construites à partir des mesures photométriques publiées d'un certain nombre de supernovæ « historiques ». L'analyse de ces données est présentée au chapitre 8.*

profils P-Cygni). Ainsi, les observations spectrales forment des outils indispensables pour tester les prédictions des différents modèles d'explosion élaborés jusqu'ici.

Les spectres des SNIa sont rapidement évolutifs : le profil des raies change, certaines apparaissent tandis que d'autres disparaissent (figure 2.7). Ces variations semblent cependant identiques d'un objet à l'autre. Il est ainsi possible de dater une supernova au moment de sa découverte en comparant un spectre à ceux de SNIa bien étudiées. La précision obtenue est de 1 à 2 jours (Riess *et al.*, 1998b).

Par ailleurs, (Riess *et al.*, 1998b) montrent qu'il est possible de déterminer la magnitude maximale d'une SNIa, avec un précision de 10% environ, à partir d'un spectre et de quelques observations photométriques en plusieurs couleurs. Le premier permet de déterminer l'âge de la supernova, tandis que les secondes permettent d'estimer la magnitude et la couleur apparentes de la SN et, par conséquent, l'absorption dont son flux est affecté. La connaissance du profil des courbes de lumière dans chaque couleur permet alors de déduire la luminosité maximale de la supernova. Une telle méthode permet d'accroître grandement le nombre de supernovæ utilisables pour construire un diagramme de Hubble. Pour être bien maîtrisée, elle demande cependant de disposer initialement d'un lot important de supernovæ bien étudiées.

Courbes de lumière La figure (2.6) présente l'évolution de la luminosité d'une vingtaine de SNIa, dans la bande B. A nouveau, on note la grande similarité de ces courbes de lumière d'une supernova à l'autre, et la faible dispersion de la magnitude absolue maximale de ces objets. On constate toutefois que la luminosité absolue maximale de ces objets est corrélée à leur vitesse de décroissance : moins une supernova est lumineuse, plus sa décroissante est rapide.

Le profil des courbes de lumière des SNIa dépend de la bande spectrale dans laquelle elle sont mesurées. Ainsi, pour $\lambda \geq \lambda_V \sim 550$ nm la forme indiquée figure (2.6) cesse d'être valable, et l'on commence à observer un point d'inflexion une vingtaine de jours après maximum, d'autant plus prononcé que la longueur d'onde est grande. Dans la bande standard I, soit $\lambda \sim 900$ nm (infrarouge proche), la courbe de lumière présente un maximum secondaire, 25 à 30 jours après maximum.

La connaissance de la forme des courbes de lumière des SNIa dans les différentes bandes passantes est indispensable pour bien reconstruire la luminosité maximale de ces objets, surtout si leur courbe de lumière est faiblement échantillonnée. Ce sujet sera abordé au chapitre 8.

2.2.2 Quelques objets atypiques

Si la grande majorité des SNIa est tout à fait « standard », certaines supernovæ identifiées comme telles, et très bien étudiées car très proches, présentent des caractéristiques anormales :

- `SN1986G` était significativement moins lumineuse que la moyenne. Elle présente en outre un taux de décroissance particulièrement élevé. Cette SN présente en outre quelques anomalies spectrales (Phillips *et al.*, 1987).
- Les spectres avant maximum de `SN1991T` ne possèdent pas de raie SiII, tandis que les spectres après maximum sont tout à fait caractéristiques d'une SNIa. Cette supernova est en outre plus lumineuse que la moyenne et présente un taux de décroissance plus faible.
- L'objet le plus atypique est peut-être `SN1991BG` : beaucoup moins brillante que la moyenne (2.5 magnitudes dans la bande B, 1.6 magnitudes en V), cette supernova était intrinsèquement très rouge et décrût très rapidement. A cela s'ajoute une quasi-absence de raies d'absorption dues à FeII, associée à une présence importante de TiII. La forme des courbes de lumière est aussi atypique. En particulier, la courbe de lumière ne présente pas maximum secondaire l'infrarouge proche (bande I).

Les supernovæ de type Ia sont des objets encore incomplètement compris théoriquement. Par ailleurs, le nombre d'objets bien étudiés est encore faible. Il semble a priori que la classe des SNIa n'est pas parfaitement homogène, mais pourrait être plus complexe. En tout état de cause, si les propriétés des 80% de SNIa « standard » sont très uniformes, les SNIa « particulières » doivent pouvoir être rapidement identifiées et, si besoin est, éliminées des analyses. Une tâche essentielle est donc actuellement de constituer de larges échantillons de SNIa, bien suivies, tant photométriquement que spectroscopiquement, afin d'étudier de manière systématique leurs propriétés.

2.2.3 Modèles de SNIa

Si les modèles de SNIa actuellement proposés sont tous bâtis sur un principe identique, présenté dans la section précédente, ils diffèrent de l'un à l'autre sur quatre points principaux : la nature du progéniteur, le processus d'allumage, la physique de l'explosion et, enfin, la physique de l'objet après explosion. Suivant la nature du système progéniteur et le processus d'ignition, on peut distinguer trois principaux scénarios.

1. La naine blanche accrète de la matière en provenance de son compagnon. Les modèles diffèrent suivant la nature de ce matériau (hydrogène ou hélium) et le taux d'accrétion, qui est un élément essentiel de l'évolution du système. Ici, c'est la compression et l'élévation de la température du cœur de la naine blanche qui déclenche la fusion explosive du carbone. Suivant le type de l'explosion (détonation si la flamme se déplace plus vite que le son dans le milieu, déflagration dans le cas contraire, ou encore déflagration, suivie d'une détonation), la fusion sera plus ou moins complète, et les proportions d'éléments lourds produits différeront d'un modèle à l'autre.

2. Le second scénario diffère de celui qui précède essentiellement par le mécanisme d'allumage, et la faible masse de la naine blanche au moment de l'explosion ($M \leq M_{Ch}$). Suivant la valeur du taux d'accrétion et la nature du matériau accrété, il peut en effet se former sur la naine blanche une couche d'hélium dégénéré, dont l'explosion (flash de l'hélium) peut déclencher la compression du cœur, puis la fusion explosive du carbone. Un tel modèle, faisant intervenir un progéniteur de masse inférieur à M_{Ch} pourrait expliquer de manière satisfaisante les SNIa légèrement sous-lumineuses observées dans une fraction faible des cas.

3. Enfin, le progéniteur peut être un système double, formé de deux naines blanches. L'explosion de la supernova résulte de la coalescence du système, qui est accompagnée de l'émission d'ondes gravitationnelles et aboutit à la fusion des deux naines blanches, pour former un objet composite de masse supérieure à M_{Ch}. Le processus d'allumage est alors beaucoup plus complexe que dans les cas 1 et 2 : l'astre formé a la structure d'une naine blanche entourée d'une enveloppe de carbone et d'oxygène sous forme dégénérée, et l'allumage peut ne pas être central.

L'explosion elle-même est encore incomplètement comprise. Les phénomènes mis en jeu sont non linéaires, le front de réaction en particulier est instable, et les simulations tridimensionnelles sont encore imparfaites. Suivant la nature de l'explosion, la proportion des différents éléments lourds synthétisés varie, de même que leur distribution en fonction de la distance au point d'allumage (Khokhlov *et al.*, 1993). Si l'explosion est une détonation, le seul élément synthétisé en proportions importantes est le Ni^{56}. S'il s'agit par contre d'une déflagration, des éléments de masses intermédiaires sont produits. D'autres scénarios d'explosion ont été développés. Dans le modèle de détonation retardée, le front de réaction se déplace tout d'abord à vitesse subsonique. Quand la pression en amont du front devient trop importante, la vitesse de réaction s'accélère brutalement, et l'explosion se transforme en une détonation.

L'évolution de la luminosité des SNIa dépend fortement de la nature des éléments synthétisés et de leur distribution spatiale. Dans un premier temps, l'essentiel de l'énergie lumineuse émise provient de la décroissance du Ni^{56} en Co^{56} (temps de décroissance τ de Ni^{56} : $\tau \sim 8.8$ j). Les photons gammas émis sont diffusés par l'enveloppe en expansion. Le maximum de luminosité, puis le temps de décroissance dépendent des variations temporelles de l'opacité de l'enveloppe, et surtout de la quantité de Ni^{56} synthétisé. La relation empirique entre maximum de luminosité et vitesse de décroissance peut ainsi être reproduite.

Un mois environ après le maximum de luminosité, l'essentiel du Ni^{56} a disparu et la décroissance de la luminosité est contrôlée par la désintégration du Co^{56} en Fe^{56} ($\tau = 110$ j). Les positrons émis s'annihilent en émettant des photons gammas de haute énergie ($E \sim 511$ keV). L'enveloppe étant moins opaque, une partie de ce rayonnement s'échappe, tandis que l'autre est capturée puis réémise dans le visible. Cela explique la différence entre le temps de décroissance observé (77 jours) et celui du Co^{56}.

2.3 Diagrammes de Hubble et SNIa

Les caractéristiques des SNIa présentées à la partie précédente sont d'une grande homogénéité ; leur luminosité maximale en particulier. Cette homogénéité est partiellement expliquée par les modèles d'explosion décrits précédemment. De ce fait, les SNIa ont été utilisées comme outils cosmologiques, pour contraindre la relation $d_L(z)$, et mesurer H_0. Nous avons par ailleurs montré au chapitre 1 comment, plus récemment, des contraintes sur les paramètres cosmologiques ont pu être déduites de l'étude de supernovæ lointaines.

Expérimentalement, on étudie la relation entre magnitude apparente et décalage spectral $m(z)$, en construisant un *diagramme de Hubble* (figure 1.3). Rappelons que la relation $m(z)$ s'écrit :

$$m(z) = M + 25 - 5\ \log_{10}(H_0) + 5\ \log_{10}(cz) + 5\ \log_{10}\left(\mathcal{D}(z, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})\right) \tag{2.3}$$

M est la magnitude absolue de la chandelle standard. La fonction $\mathcal{D}$ s'écrit :

$$\mathcal{D}(z, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0}) = \frac{1+z}{z\ |\Omega_{k_0}|^{1/2}} S_k\left(\chi(z, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})\right) \tag{2.4}$$

où $\chi(z, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})$ est donné par l'équation (1.40), et $S_k(x)$ est égal à $\sin x$, x ou $\sinh x$ suivant que k est égal à -1 (univers fermé), 0 (univers plat) ou 1 (univers ouvert).

En pratique, la construction d'un diagramme de Hubble demande de prendre en compte de nombreux effets expérimentaux. Nous décrivons dans la suite les trois effets les plus importants. Le premier est dû à la réponse spectrale limitée des détecteurs utilisés en astrophysique. Nous aborderons ensuite le problème de l'absorption par les poussières interstellaires. Le dernier effet, susceptible de biaiser la relation $m(z)$, serait dû à l'imperfection des chandelles standard utilisées, qui pourraient avoir évolué avec le temps. Dans une dernière section, nous présenterons les corrections empiriques utilisées pour réduire la dispersion de la luminosité absolue maximale des SNIa.

2.3.1 Les corrections$-K$

En astrophysique, on mesure la luminosité des objets au travers de filtres qui limitent la bande spectrale intégrée par l'intrument[2]. Cela facilite la comparaison des mesures d'un télescope à l'autre, simplifie les corrections d'absorption atmosphérique, et enfin permet de disposer d'information sur la couleur, et donc la température des objets étudiés.

Cette particularité induit cependant un effet variable avec le décalage spectral, appelé correction$-K$ (Oke & Sandage, 1968; Hamuy *et al.*, 1993; Kim *et al.*, 1996). En effet, considérons une source, de redshift z, de spectre $\phi_S(\lambda)$ mesuré dans le référentiel de la source. On notera $\phi_S^e(\lambda)$ ou $\phi_S^\gamma(\lambda)$ suivant que ce spectre sera exprimé en énergie ou en nombre de photons par unité de temps. Intéressons-nous aux photons de longueur d'onde $\lambda \in [\lambda_0, \lambda_0 + d\lambda]$ émis par la source durant un temps dt. Du fait de l'expansion, ces photons seront détectés sur Terre dans un intervalle de temps $(1+z) \times dt$, leurs longueurs d'onde étant elles-mêmes dilatées d'un facteur $(1+z)$. Le spectre de la source observé sur Terre, $\phi_O(\lambda)$, s'écrit alors :

$$\phi_O^\gamma(\lambda) = \frac{1}{4\pi R_0^2 S_k^2(\chi)}\ \frac{1}{(1+z)^2}\ \phi_S^\gamma\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) \tag{2.5}$$

[2]Ces filtres sont généralement choisis de manière à coincider avec les fenêtres de transmission de l'atmosphère.

Par ailleurs, l'énergie des photons, proportionnelle à la fréquence, sera elle-même réduite d'un facteur $(1+z)$. Le spectre en énergie de la source tel qu'observé sur Terre s'écrit par conséquent :

$$\phi_O^e(\lambda) = \frac{1}{4\pi R_0^2 S_k^2(\chi)} \frac{1}{(1+z)^3} \phi_S^e\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) \tag{2.6}$$

Si l'on fait intervenir la distance de luminosité définie au chapitre 1, il vient :

$$\phi_O^e(\lambda) = \frac{1}{4\pi d_L^2(z)} \frac{1}{1+z} \phi_S^e\left(\frac{\lambda}{1+z}\right) \tag{2.7}$$

Rappelons que la magnitude apparente d'un objet de flux $\phi(\lambda)$ dans une bande de transmission $T(\lambda)$ est définie par :

$$m = -2.5 \log_{10}\left(\int \phi_O^e(\lambda) T(\lambda) d\lambda\right) + k_0 \tag{2.8}$$

où k_0 est appelé *point zéro* du système de magnitudes utilisé. L'effet de distorsion des spectres décrit plus haut introduit donc une dépendance artificielle en z des flux des objets observés. Avec cette définition, la relation (1.62) devient :

$$m(z) = M + 25 + 5 \log_{10}\left(\frac{cz}{H_0} \mathcal{D}(z, \Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})\right) - K(z) \tag{2.9}$$

$K(z)$ est le terme de correction$-K$, défini par la relation :

$$K(z) = 2.5 \log_{10}(1+z) - 2.5 \log_{10}\left(\frac{\int \phi(\lambda/(1+z)) T(\lambda) d\lambda}{\int \phi(\lambda) T(\lambda) d\lambda}\right) \tag{2.10}$$

Dans la pratique, les magnitudes expérimentales sont ainsi ramenées au même décalage spectral, en appliquant un terme de correction$-K$: $m^{corr}(z) = m(z) + K(z)$.

En toute rigueur, déterminer les corrections$-K$ nécessaires à l'analyse d'une SN nécessite un suivi spectroscopique comparable à son suivi photométrique. A défaut, on utilise un jeu de spectres d'autres SNe comparables à l'objet étudié. Par ailleurs, la correction$-K$ dépend du filtre utilisé pour la photométrie. Sa transmission, ainsi que l'efficacité quantique du CCD utilisé doivent donc être connues.

Pour des supernovæ proches, les corrections$-K$ sont de l'ordre de 0.1 magnitude (10% en flux) (Hamuy *et al.*, 1993). Ce n'est plus le cas pour des supernovæ lointaines. Pour réduire les incertitudes accompagnant ces corrections pour des objets lointains, deux approches sont utilisées. La première consiste à observer dans des filtres de bande passante analogue aux transmittances usuelles, mais décalées à $z \sim 0.35$ (Schmidt *et al.*, 1998). La seconde possibilité consiste à observer dans la bande standard R, qui est proche de la bande B décalée en longueur d'onde de $z \sim 0.5$ à de comparer ces observations aux mesures réalisées sur des SNe proches.

2.3.2 Absorption

Les poussières situées sur le trajet suivi par les rayons lumineux modifient le spectre des étoiles observées, en absorbant une fraction de l'énergie des photons incidents. Cette absorption est d'autant plus importante que la longueur d'onde est grande, aussi la source apparaît-elle rougie. L'énergie absorbée par les poussières est ensuite réémise dans l'infra-rouge, ce qui permet de détecter leur présence.

Filtre	λ	$E(\lambda - V)/E(B - V)$	$A_\lambda/E(B - V)$
B	~ 440	1.00	4.10
V	~ 550	0	3.10
R	~ 700	-0.78	2.32
I	~ 900	-1.60	1.50

TAB. 2.2 – *Excès de couleur et absorption absolue, dus aux poussières Galactiques normalisé à $E(B - V) = 1$, pour les bandes standard $BVRI$. On vérifie en particulier que l'absorption est d'autant plus importante que la longueur d'onde est petite. Tiré de (Savage & Mathis, 1979).*

L'absorption n'est pas constante d'un objet à l'autre. En particulier, elle varie exponentiellement avec l'épaisseur δ de la *colonne de poussière* traversée par la lumière issue de la source :

$$\phi_\lambda^{obs} = 10^{-0.4\ \delta f(\lambda)} \times \phi_\lambda^0 \tag{2.11}$$

ϕ_λ^0 et ϕ_λ^{obs} sont les flux monochromatiques de l'objet avant et après absorption. $f(\lambda)$ est une fonction d'absorption qui dépend du type de poussière et qui doit être mesurée. En pratique, on définit l'*absorption absolue* à une longueur d'onde donnée, A_λ, telle que $m_\lambda^{obs} = m_\lambda^0 + A_\lambda$. Dans le visible, A_λ varie approximativement comme λ^{-1}. L'*excès de couleur* par rapport à la bande V ($\lambda_V \sim 550$ nm) est défini par $E(\lambda - V) = A_\lambda + A_V$. C'est une mesure du rougissement subi par l'objet. L'équation (2.11) indique que l'extinction absolue subie par une source est proportionnelle à la colonne de poussière traversée par la lumière, et donc au rougissement :

$$A_V = R_V \times E(B - V) \tag{2.12}$$

R_V dépend la nature des poussières traversées. Une valeur communément acceptée est $R_V \sim 3.1$. Expérimentalement, on ne mesure pas directement la fonction $f(\lambda)$ mais la quantité $E(\lambda - V)/E(B - V)$, qui, combinée à la valeur de R_V, permet de calculer l'extinction absolue subie par une source donnée. La fonction d'absorption des poussières de la Voie Lactée a été mesurée avec précision (Savage & Mathis, 1979). La table (2.2) résume les valeurs « canoniques » pour les poussières Galactiques.

La distribution spatiale des poussières n'est pas isotrope. Elle est cartographiée, par exemple à partir des observations infrarouges de l'instrument DIRBE monté sur le satellite COBE (Schlegel *et al.*, 1998). Dans la suite, nous adopterons les valeurs de rougissement Galactique indiquées par ces auteurs.

2.3.3 Effet d'évolution

L'utilisation de SNIa comme chandelles standard pour tester la relation $m(z)$ repose sur l'hypothèse que les propriétés de ces objets n'évoluent pas avec le temps. En effet, un décalage spectral $z \sim 0.2$ correspond à des distances de 600 h^{-1} Mpc, soit près de 10^9 années-lumière. A l'époque où s'est formé le système progéniteur de la SN, la composition chimique des galaxies était sensiblement différente. On peut donc s'interroger sur une éventuelle évolution des SNIa au cours du temps. Un effet d'évolution qui ferait que les SNIa à $z \sim 0.6$ seraient en moyenne 20% moins lumineuses que les SNIa proches pourrait simuler une constante cosmologique non nulle.

L'effet d'une évolution possible des SNIa est étudiée dans (Drell *et al.*, 2000), qui détecte des indices d'une évolution possible des SNIa. Cependant, les spectres de SNIa proches et lointaines sont remarquablement semblables ((Perlmutter *et al.*, 1999) et figure 2.7).

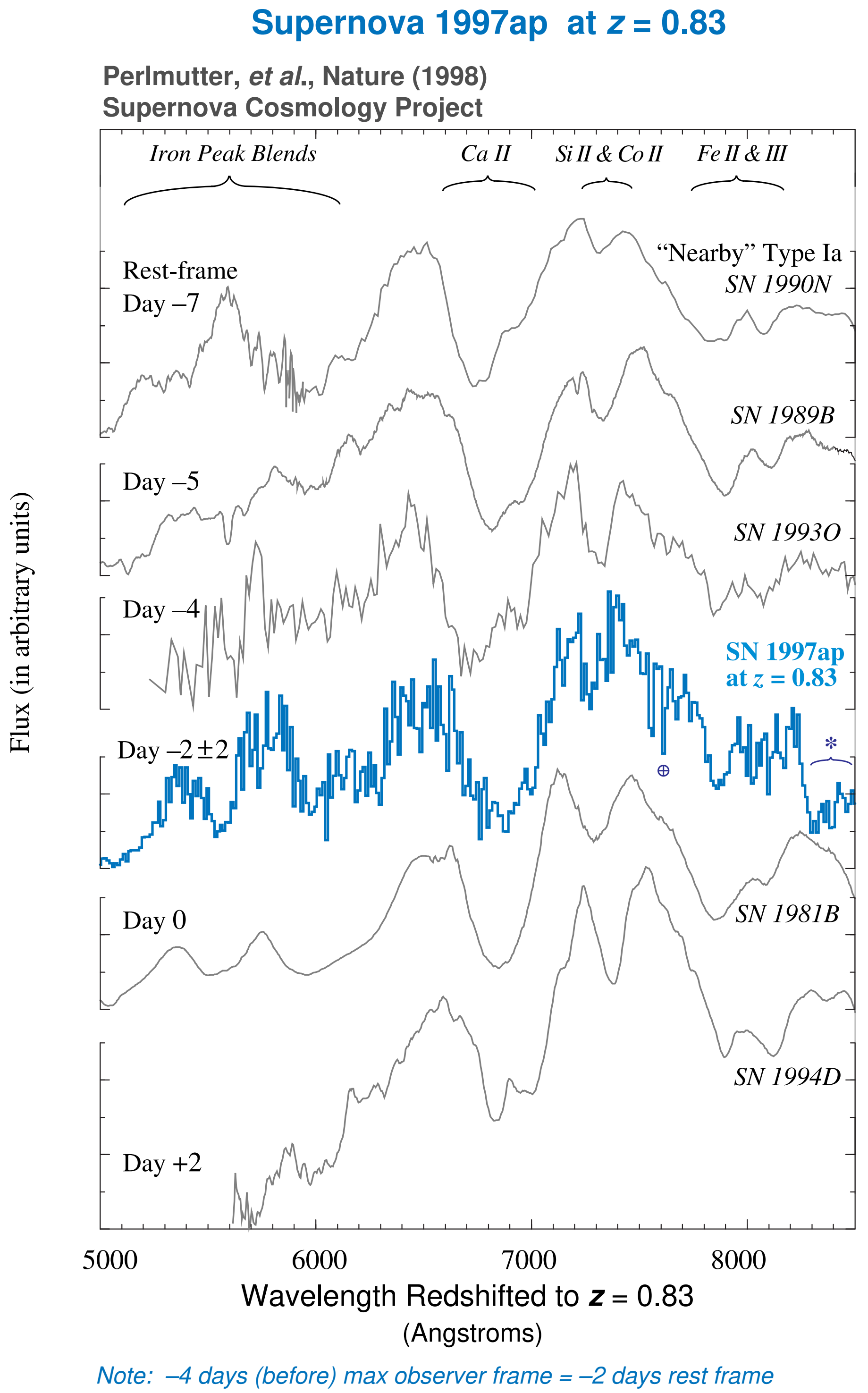


FIG. 2.7 – *Spectre d'une supernova lointaine (*`SN1999ap`*, $z \sim 0.83$) comparé aux spectres de supernovæ proches pris sensiblement à la même période. Aucune différence notable, n'est observable, ce qui permet de penser que les SNIa proches et lointaines sont similaires. En particulier, on n'observe pas de raie d'absorption due à des poussières interstellaires. Une telle comparaison permet de dater la supernova à 1 ou 2 jours près.*

2.3.4 Standardisation des SNIa

Les SNIa particulières ne représentent que 20% du total des supernovæ détectées et étudiées à ce jour. Le reste de la statistique est constitué d'objets dont les magnitudes absolues au maximum présentent une dispersion faible, une part importante de cette dispersion étant due aux erreurs observationnelles. Il apparaît en outre que la luminosité absolue des SNIa est corrélée à d'autres caractéristiques spectrales ou photométriques, la vitesse de décroissance après maximum en particulier. L'exploitation de ces corrélations permet d'obtenir une grandeur significativement moins dispersée. Ces études visant à « standardiser » les SNIa ont été particulièrement intenses ces dernières années. Nous détaillons dans la suite les principales pistes suivies.

La dispersion des luminosités maximales des SNIa Les premières estimations de la dispersion de la magnitude absolue maximale des SNIa indiquaient $\sigma(M_B) \sim 0.5$, soit une incertitude de 50% environ en flux, ou encore de 25% en distance. Depuis, nous disposons de données photométriques de meilleure qualité. Nous savons en outre que les SNIa particulières les plus fréquentes sont sous-lumineuses, et anormalement rouges au maximum. (Vaughan *et al.*, 1995) remarquent que la couleur au maximum $B-V$ des SNIa « standard » vérifie approximativement : $-0.25 \leq B-V \leq 0.25$. L'application d'une telle coupure à un échantillon d'une cinquantaine de supernovæ permet de réduire les valeurs de $\sigma(M_B)$ et $\sigma(M_V)$ de 0.5 à 0.3 environ.

Une grande partie de cette dispersion est d'origine observationnelle : l'estimation de la magnitude absolue d'une supernova impose d'estimer sa distance, par une autre méthode, ce qui est source d'erreurs. En outre, seul le rougissement Galactique est corrigé. L'extinction due à la galaxie hôte de la supernova, beaucoup plus difficile à estimer, n'est pas prise en compte, le critère sur la couleur indiqué ci-dessus permettant d'éliminer les SNIa les plus absorbées ou les SNIa intrinsèquement plus rouges. Les auteurs estiment que les erreurs observationnelles contribuent à la dispersion totale pour environ 0.2 magnitude ; autrement dit, la dispersion intrinsèque des magnitudes absolues des SNIa, $\sigma_{int}(M)$, est elle-même inférieure à 0.2.

Corrélation de la magnitude au maximum avec le taux de décroissance Cette corrélation est clairement visible sur la figure (2.6) : plus une supernova est lumineuse, plus son taux de décroissance est faible. L'effet est soupçonné depuis les années 70 (Pskovskii, 1977). Il a été réétudié par (Phillips, 1993) sur des données récentes, de meilleure qualité, puis confirmé par (Hamuy *et al.*, 1996a) sur une vingtaine de supernovæ découvertes par le *Calán Tololo Supernovæ Search*. La figure (2.8) présente les corrélations obtenues par Hamuy *et al.*. L'estimateur du taux de décroissance est ici défini comme la différence entre la magnitude de la supernova 15 jours après le maximum, et la magnitude au moment du maximum : $\Delta m_{15} = m(t_{max} - 15 \text{ jours}) - m(t_{max})$. Après corrections, les dispersions des magnitudes maximales sont :

$$\begin{cases} \sigma(M_B) & = 0.17 \text{ mag} \\ \sigma(M_V) & = 0.14 \text{ mag} \\ \sigma(M_I) & = 0.13 \text{ mag} \end{cases} \tag{2.13}$$

Cela fait des SNIa d'excellentes chandelles standard, une précision de 0.14 en magnitude, se traduisant par une erreur de 7% environ sur la distance. Là encore, des erreurs observationnelles contribuent à la dispersion totale. Une coupure sur la couleur, identique à celle définie par (Vaughan *et al.*, 1995), est appliquée. Le rougissement dû à la galaxie hôte n'est cependant pas corrigé.

Il faut enfin remarquer que si la méthode donne de bons résultats, elle doit encore être testée sur des échantillons importants de SNIa proches et bien observées. On constate en particulier que la valeur de la pente de la relation $M_{max}(\Delta m_{15})$ a diminué d'un facteur 4 entre l'étude menée par (Phillips, 1993) et celles de (Hamuy *et al.*, 1996a) et (Riess *et al.*, 1998a).

Corrélations entre la magnitude au maximum et la couleur au maximum Nous avons insisté dans les paragraphes précédents sur l'influence du rougissement dû aux poussières interstellaires. Un point important est donc de déterminer si les corrélations observées entre magnitude absolue et couleur au maximum, corrigées des corrélations avec le taux de décroissance sont simplement explicables par l'absorption due aux poussières de la galaxie hôte, ou si un effet additionnel dû à la physique des SNIa entre en jeu. Dans le second cas, la question se pose de savoir si cet effet peut être simplement paramétrisé par le taux de décroissance, ou si la couleur au maximum doit intervenir comme paramètre indépendant.

Une des études les plus récentes sur le sujet est exposée dans (Phillips *et al.*, 1999a). L'évolution rapide de la couleur des SNIa d'une part, la dispersion possible en couleur de ces objets d'autre part rend délicate l'évaluation du rougissement dont fait l'objet chaque SN. Les auteurs partent de la constatation que l'évolution de la couleur entre 30 et 60 jours après maximum est très similaire d'une SNIa à l'autre. Il est dès lors possible d'estimer le rougissement affectant la lumière de chaque SN, indépendamment de la dispersion intrinsèque de la couleur des SNIa au maximum, en comparant couleur observée et attendue.

Une fois le rougissement estimé, il est possible d'étudier les corrélations intrinsèques aux SNIa, entre magnitude au maximum, couleur et taux de décroissance. (Phillips *et al.*, 1999a) argumentent que, du fait de l'évolution en couleur des SNIa, l'absorption due aux poussières influe sur le taux de décroissance, ce qui peut expliquer les corrélations observées entre couleur au maximum et taux de décroissance. Ils défendent donc l'idée que le seul paramètre pertinent à prendre en compte dans une relation de standardisation est le taux de décroissance, Δm_{15}. Signalons cependant que (Parodi *et al.*, 1999; Tripp & Branch, 1999; Richtler & Drenkhahn, 1999) ne constatent aucune corrélation significative entre couleur et taux de décroissance et défendent une relation de standardisation dans laquelle le taux de décroissance et la couleur au maximum interviennent comme paramètres indépendants.

La figure (2.9), tirée de (Phillips *et al.*, 1999a) présente les magnitudes absolues au maximum des supernovæ découvertes par le *Calán-Tololo Supernova Search* fonction de leur couleur $M_B - M_V$, une fois la relation de standardisation prise en compte. Les lois représentées en traits pleins sont correspondent aux relations données par (Savage & Mathis, 1979) (section 2.3.2). On constate un certain accord entre les données et ces relations de rougissement « standard ».

En l'état actuel de la statistique disponible, il est difficile de conclure de manière tranchée. Il est probable qu'une partie de la corrélation entre magnitude au maximum et couleur au maximum est due au rougissement galactique. Rien ne s'oppose encore néanmoins à ce qu'une partie de cette corrélation soit due à la physique des SNIa.

La loi M_{max} versus Δm_{15} trouvée par Phillips *et al.* est légèrement différente de celle publiée par Hamuy. Pour les supernovæ peu rougies par leur galaxie hôte, les dispersions obtenues par Phillips sont un peu plus faibles :

$$\begin{cases} \sigma(M_B) & = 0.11 \text{ mag} \\ \sigma(M_V) & = 0.09 \text{ mag} \\ \sigma(M_I) & = 0.13 \text{ mag} \end{cases} \tag{2.14}$$

Il importe donc de connaître avec précision la couleur intrinsèque des supernovæ au maximum, afin de pouvoir détecter et corriger un éventuel rougissement dû aux poussières interstellaires. Dans ce but, les études présentées par (Phillips *et al.*, 1999a) doivent être réalisées sur des lots importants de supernovæ peu rougies, proches et ayant bénéficié d'un bon échantillonnage photométrique et spectroscopique.

La figure (2.10) présente le diagramme de Hubble obtenu par (Phillips *et al.*, 1999a) avec les supernovæ découvertes par le *Calán-Tololo-Supernova Search*. La dispersion résiduelle observée par rapport à la loi de Hubble est faible : 0.14 mag, soit 7% en distance.

Corrélations spectrales La dispersion intrinsèque des luminosités des SNIa dépend des processus physiques à l'œuvre durant l'explosion. Ce genre de différence doit être décelable sur les spectres des objets. (Nugent *et al.*, 1995) mettent en évidence une corrélation entre la magnitude absolue maximale dans la bande B et le rapport $\mathcal{R}$ des amplitudes des bandes d'absorptions dues à SiII à $\lambda = 580$ nm et $\lambda = 615$ nm. Les SNIa dotées d'un bon suivi spectral sont cependant encore rares, et ce genre d'étude est encore limité.

2.4 Calibration des indicateurs de distance

La mesure des distances absolues est un problème fondamental en cosmologie. En dépend en particulier la valeur de H_0, qui a des conséquences importantes sur les dimensions et l'âge de l'univers. La principale difficulté tient au fait que l'on ne dispose pas d'indicateurs de distance utilisables depuis l'échelle Galactique (quelques kiloparsecs) jusqu'au flot de Hubble ($\sim$ 100 Mpc). On utilise donc plusieurs techniques qu'il faut ensuite intercalibrer.

La distance des étoiles proches peut être mesurée de plusieurs manières. La plus précise est la parallaxe trigonométrique, qui consiste à étudier les variations de position apparente des objets, du fait du mouvement de la Terre autour du Soleil. Le satellite *Hipparcos*, lancé en août 1989 a permis de déterminer les parallaxes π, et donc les distances de 400000 étoiles proches, avec une précision absolue de 1 milliarcseconde. La précision relative σ_π/π de ces mesures est fonction de l'éloignement et du flux intrinsèque de chaque étoile. Pour 18000 objets la précision relative est inférieure à 10 %, soit une incertitude en distance de 5 %.

Au delà, on utilise principalement des céphéides, étoiles variables dont la luminosité absolue moyenne peut être déterminée objet par objet, et pouvant donc faire office de chandelles standard. La détermination de cette magnitude absolue est elle-même délicate. Elle demande d'estimer la distance du Grand Nuage de Magellan à l'aide de techniques secondaires. Les céphéides les plus lointaines détectées sont distantes de 30 Mpc environ, bien en deçà donc du flot de Hubble.

Plus loin encore ($1-100$ Mpc), on utilise des indicateurs de distance dits secondaires, calibrés à l'aide des céphéides. Les SNIa en sont un exemple. La plupart de ces indicateurs reposent sur des relations empiriques, permettant de déduire la luminosité absolue des galaxies observées de la mesure d'une autre caractéristique observationnelle.

L'intercalibration, puis l'utilisation de ces différents indicateurs de distance est délicate. Les erreurs systématiques peuvent être importantes. Elles sont dues aux avant-plans, principalement à l'effet de rougissement par les poussières interstellaires situées sur la ligne de visée. Ce genre d'effet est susceptible de fausser la procédure d'intercalibration ainsi que les mesures ultérieures. Dans la suite, nous présentons les principales méthodes utilisées, leur précision et leurs limitations actuelles.

2.4.1 Les céphéides

Les céphéides sont des étoiles variables périodiques, très lumineuses (de $M_V = -2$, à $M_V = -7$, soit $5\ 10^2$ à $5\ 10^4$ $L_{\odot V}$). Il s'agit d'étoiles jeunes et massives (2 à 10 $M_\odot$) ayant brûlé tout l'hydrogène de leur cœur, et entamant la combustion de l'hélium. Le mécanisme de pulsation,

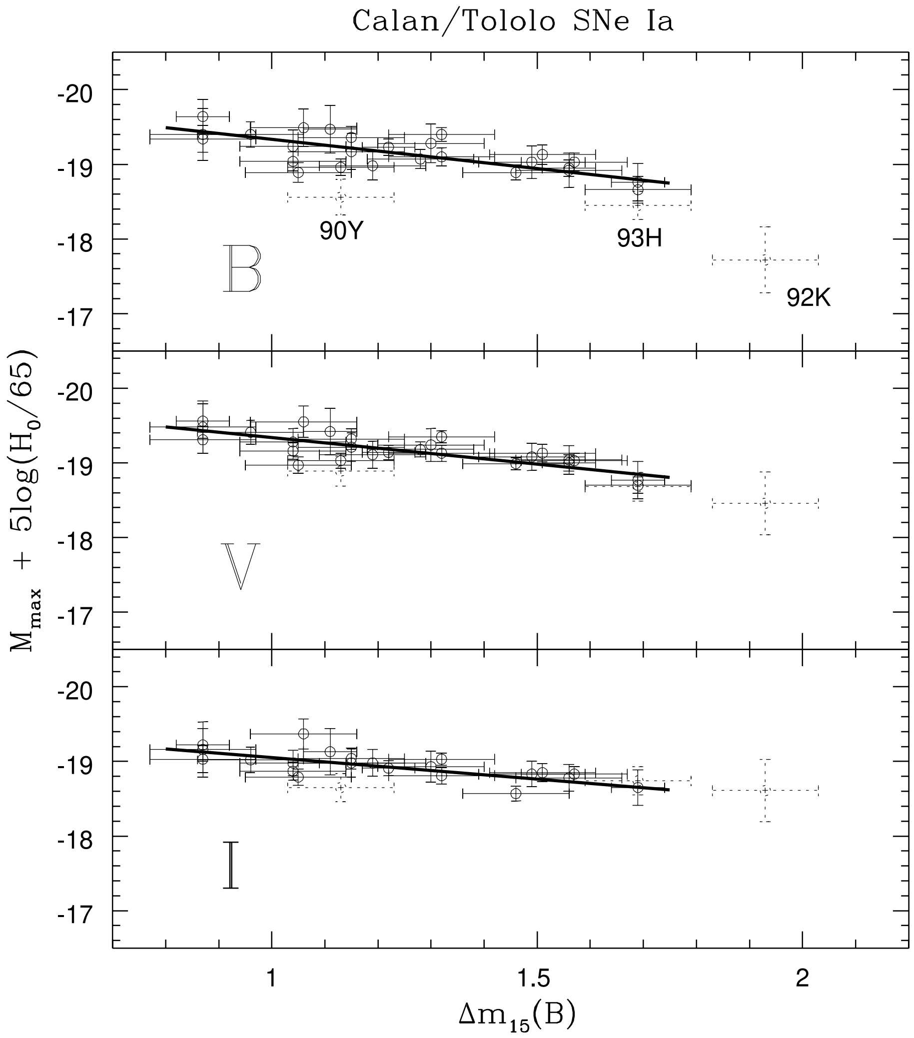


FIG. 2.8 – *Corrélations de la magnitude absolue au maximum mesurée dans les filtres standard V, R, I et du taux de première décroissance, mesuré par le Δm_{15}. Le lot de supernovæ utilisées est celui découvert par le Calán-Tololo Supernova Search. La dispersion des magnitudes absolues corrigées de cette corrélation, de l'ordre de 10%, est d'autant plus faible que la longueur d'onde est élevée. On interprète cet effet en remarquant que l'influence du rougissement décroit quand la longueur d'onde de la bande passante croît, de B à I. Les supernovæ* 1990Y, 1993H *et* 1992K *sont anormalement rouges, l'effet étant probablement dû aux poussières de leur galaxie hôte. Ces trois SNe ont été exclues de l'ajustement. (Hamuy* et al., *1996a)*

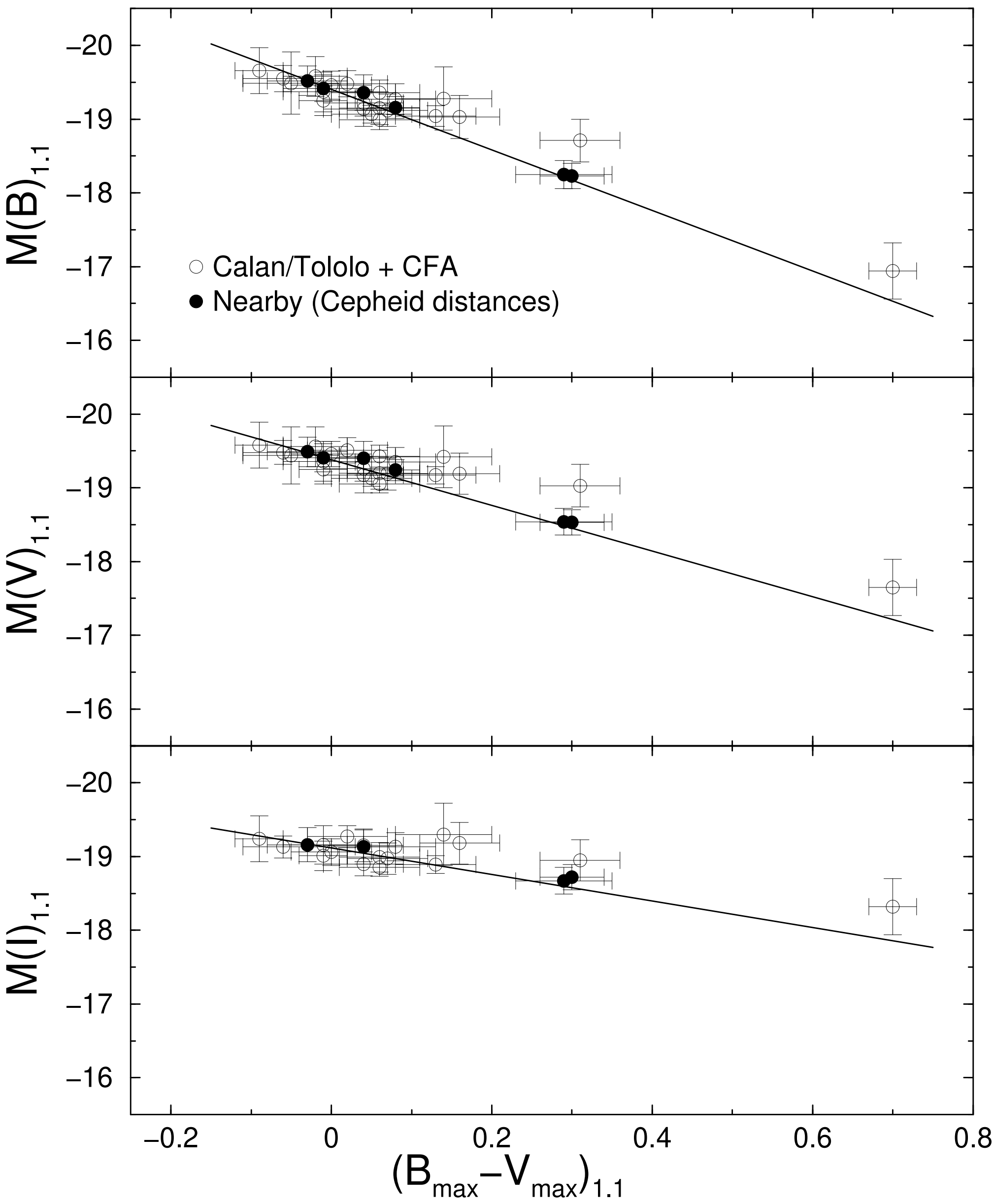


FIG. 2.9 – *Magnitude absolue au maximum des supernovæ du* Calán-Tololo*, en fonction de leur couleur apparente. Les lois données par (Savage & Mathis, 1979), liant l'extinction au rougissement dans les filtres standard, apparaissent en traits pleins. Les données ont été préalablement corrigées du rougissement dû aux poussières Galactiques. L'accord entre les extinctions observées et prédites est bon. Il semble par conséquent que les propriétés des poussières situées dans les galaxies hôtes sont comparables à celles des poussières de la Voie Lactée (Phillips* et al.*, 1999a).*

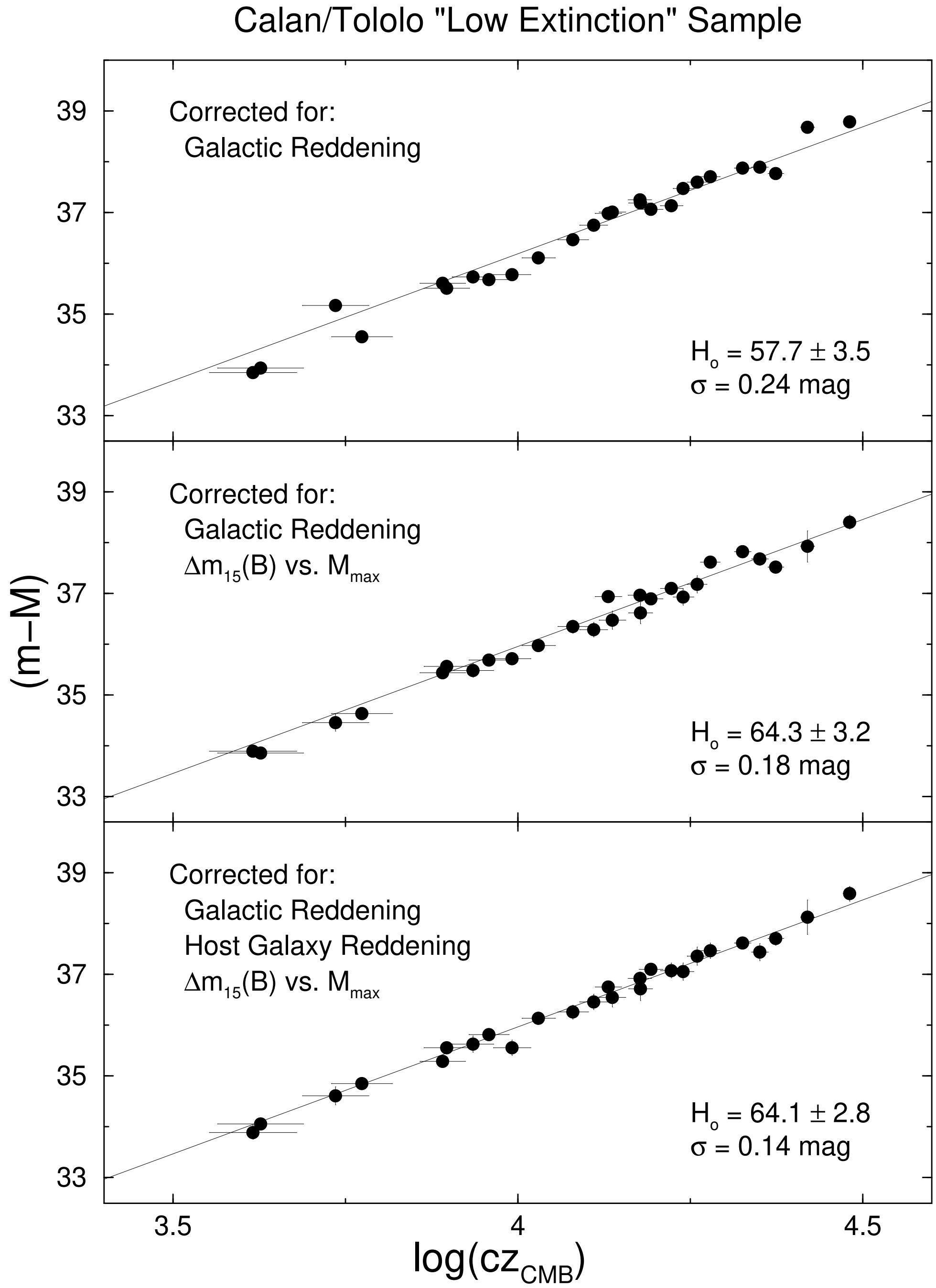


FIG. 2.10 – *Diagrammes de Hubble obtenus avec les supernovæ découvertes par le* Calán-Tololo Supernova Search*, après correction : (haut) de l'absorption Galactique seule — (milieu) de l'absorption Galactique et de la corrélation entre magnitude au maximum et taux de décroissance — (bas) de l'absorption Galactique, du rougissement par la galaxie hôte et de la corrélation entre magnitude au maximum et taux de décroissance, déterminée en tenant compte du rougissement par la galaxie hôte (Phillips* et al.*, 1999a).*

décrit en détail dans (Cox, 1980), fait appel à des variations d'opacité des couches externes de ces objets.

Le principal intérêt des céphéides est que leur luminosié absolue moyenne est corrélée à leur période P et à leur couleur selon une relation dite *Période-luminosité-couleur* (ou *PLC*), du type :

$$\langle M \rangle = \alpha \ \log_{10}(P) + \beta \ (\langle B \rangle - \langle V \rangle) + \gamma \tag{2.15}$$

$\langle M \rangle$ désigne la luminosité absolue moyenne de l'étoile, mesurée dans une bande passante donnée, et $\langle B \rangle - \langle V \rangle$ est la couleur moyenne, corrigée du rougissement dû aux poussières accumulées sur la ligne de visée. Ainsi, ces objets peuvent-ils être considérés comme des chandelles standard : la mesure de la luminosité apparente, de la couleur et de la période de pulsation d'un lot de céphéides distantes permet de déterminer leur luminosité absolue, et de là, leur module de distance $\mu = m - M$.

La mesure des coefficients de la relation *PLC* est cependant encore sujette à controverses. Les incertitudes sur les coefficients α et β proviennent principalement de la difficulté à estimer le rougissement et la dispersion intrinsèque des caractéristiques de ces objets. Le point crucial, cependant, est l'estimation du point zéro, γ, qui nécessite de disposer d'un échantillon d'objets dont l'éloignement est connu et l'absorption bien estimée. Certains auteurs (Feast & Catchpole, 1997; Madore & Freedman, 1998), utilisent des céphéides Galactiques, dont la distance a été mesurée au moyen du satellite *Hipparcos*. Il est également possible d'utiliser les céphéides détectées en plus grand nombre dans les Nuages de Magellan (le LMC principalement). Il s'agit alors d'estimer avec précision la distance du LMC. Celle-ci est encore controversée (figure 2.11), et n'est connue qu'à 0.25 magnitude près, soit 13% en distance (Gibson, 1999). Finalement, on peut considérer que la détermination du point zéro de la relation *PLC* est entachée d'une incertitude de 0.3 magnitude, environ, soit 15% en distance. Cette erreur devra être propagée sur toute mesure de distance via une méthode calibrée avec des céphéides. C'est actuellement la plus grosse source d'incertitude systématiques affectant les mesures de distances cosmologiques.

Du fait de leur forte luminosité, les céphéides sont utilisables comme indicateurs de distance extragalactiques : le *Hubble Key Project* (Freedman *et al.*, 1999) a permis de mesurer des distances allant jusqu'à 30 Mpc, avec une précision de ~ 0.3 en magnitude, soit 15% en distance. Il est cependant encore hors de question d'atteindre le flot de Hubble par ce moyen. On utilise donc des indicateurs de distance secondaires dont les céphéides constituent des calibrateurs essentiels.

2.4.2 Les indicateurs de distance secondaires

Les indicateurs de distance secondaires permettent de mesurer des distances extragalactiques, jusqu'à $z \sim 0.1$ et au-delà. La plupart de ces méthodes visent à utiliser les galaxies comme chandelles standard, en exploitant les corrélations entre leur luminosité absolue et d'autres caractéristiques observationnelles. De nombreuses techniques ont été utilisées, avec des succès variables. Nous en présentons brièvement quatre parmi les plus employées.

La calibration de ces méthodes est difficile et source d'incertitudes. Dans ce but, le *Hubble Key Project* (Freedman *et al.*, 1999) a pour objectif de découvrir et d'étudier d'importants lots de céphéides extragalactiques. Notons que le statut des SNIa est un peu spécial. Les supernovæ bien étudiées, ayant explosé dans une galaxie dont la distance a été mesurée grâce aux céphéides sont encore rares. Par conséquent, on est fréquemment réduit à déterminer leur magnitude absolue en utilisant des indicateurs secondaires.

La relation de Tully-Fisher Cette méthode permet de mesurer la distance des galaxies spirales ou irrégulières en exploitant la corrélation entre leur luminosité absolue et leur vitesse de

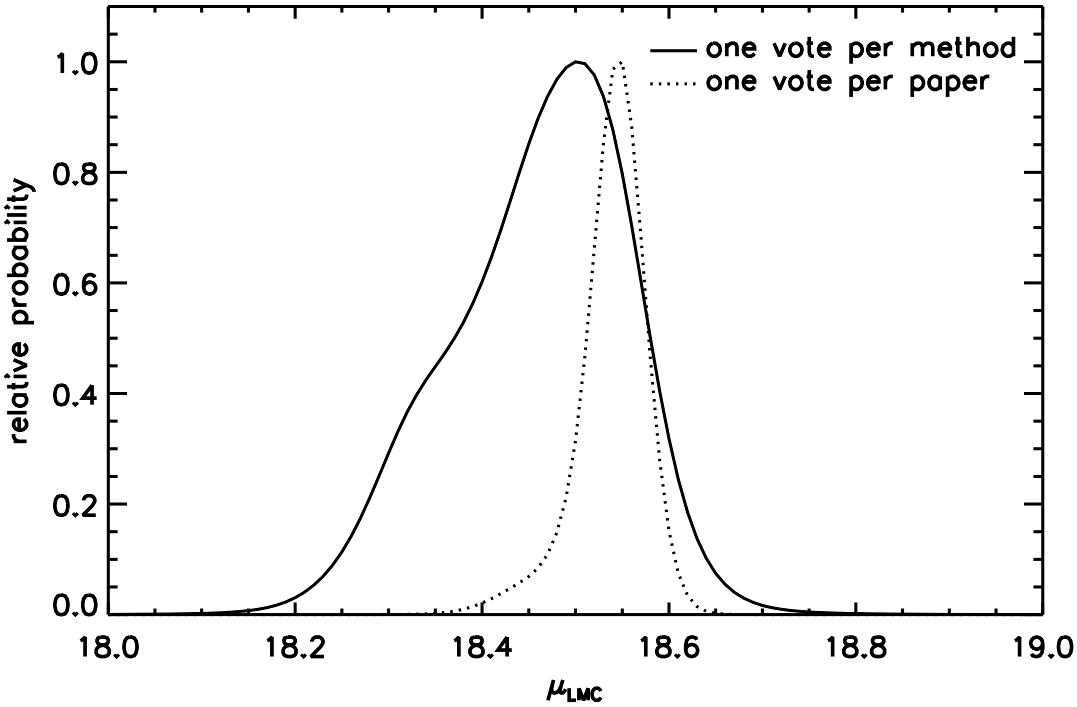


FIG. 2.11 – *Densité de probabilité du module de distance du LMC (μ_{LMC}), obtenue en combinant les mesures déterminées par 19 méthodes différentes. La valeur de μ_{LMC} la plus probable est $\mu_{LMC} = 18.55^{-0.04}_{+0.02}$. Les erreurs supérieure et inférieure indiquées correspondent aux points où la fonction de répartition (probabilité cumulée) vaut 0.841 et 0.159 respectivement (Jha* et al., *1999).*

rotation. L'effet est essentiellement empirique. Il peut toutefois être justifié par un raisonnement simple : on sait que loin du bulbe galactique, la vitesse de rotation des galaxies spirales $v_\perp(r)$ est constante. Cela implique que la masse de la galaxie, $M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(u)du$, vérifie $M(r) = rv_\perp^2/G$. En supposant constants la brillance de surface de la galaxie, $\mathcal{L}/r^2$ et le rapport masse sur luminosité M/L, on en déduit que $\mathcal{L} \propto v_\perp^4$.

La vitesse de rotation est assez délicate à mesurer : on utilise généralement la largeur de la bande à 21 cm l'hydrogène, corrigée des effets induits par l'inclinaison de la galaxie sur la ligne de visée. Il est également possible d'utiliser la largeur de la bande Hα de l'hydrogène, qui présente l'avantage d'être située dans le visible. Notons que si une galaxie se présente « de face » (inclinaison faible), il n'est pas possible de mesurer sa vitesse de rotation par des moyens spectroscopiques, et la méthode ne pourra être appliquée.

La figure (2.12) présente les relations TF dans plusieurs couleurs (Sakai *et al.*, 2000). La dispersion observée est assez importante, de $\sigma \sim 0.45$ dans la bande B à $\sigma \sim 0.35$ en I où l'effet de l'absorption interstellaire est plus faible. La précision de la méthode est donc de 0.35 magnitude, soit 18% en distance. Une part non négligeable de cette dispersion provient des incertitudes observationnelles : mesure de l'inclinaison de la galaxie, détermination de sa brillance de surface, estimation de sa luminosité en corrigeant en particulier de l'absorption du flux de la galaxie par ses propres poussières... (Sakai *et al.*, 2000) estiment les erreurs observationnelles à $\sigma = 0.35$ mag. La dispersion intrinsèque de la relation TF serait donc de l'ordre de 0.2 mag.

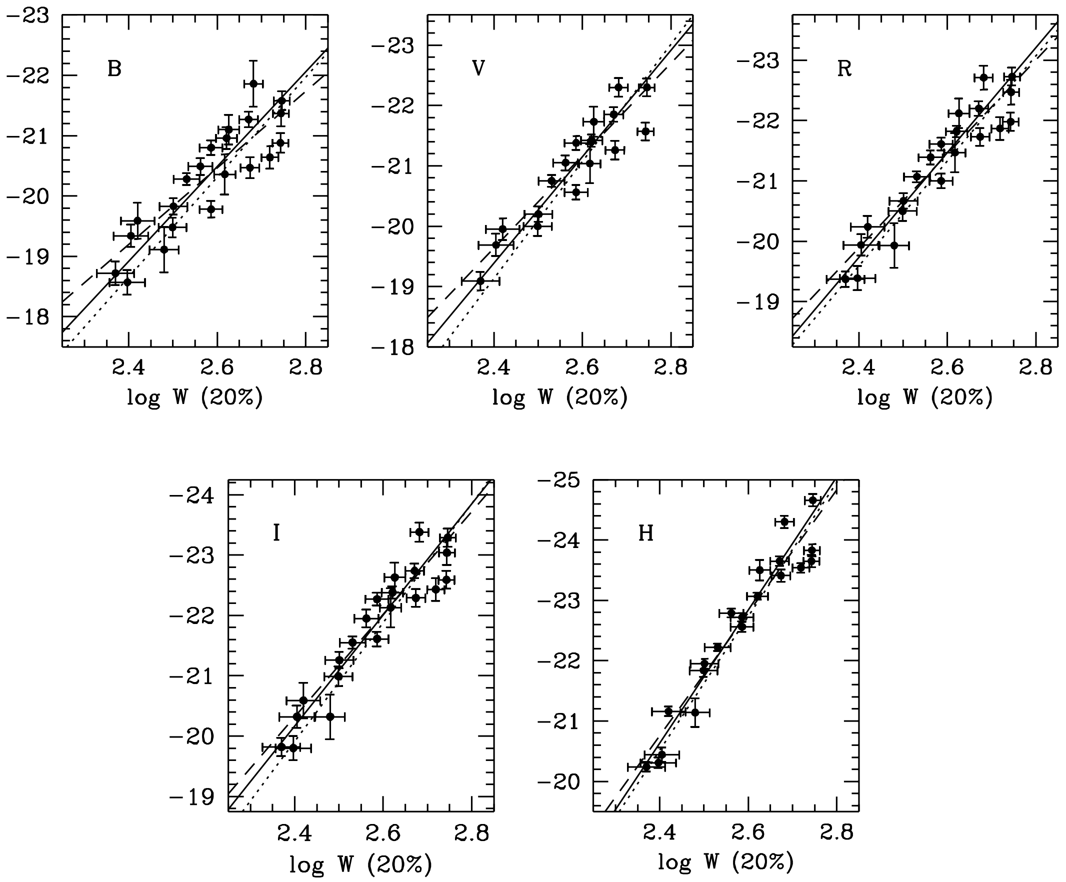


FIG. 2.12 – *Relation de Tully-Fisher pour un lot de galaxie spirales dont la distance a été mesurée au moyen de Céphéides (Sakai* et al., *2000) dans le visible (bandes BVR) et l'infrarouge proche (bandes $IH_{-0.5}$). Les dispersions observées sont : $\sigma_B = 0.45$ mag, $\sigma_V = 0.37$ mag, $\sigma_R = 0.35$ mag $\sigma_I = 0.37$ mag et $\sigma_{H_{-0.5}} = 0.36$. Une partie non négligeable est due aux incertitudes observationnelles. Remarquer que la dispersion est plus réduite dans le rouge, où l'effet de l'absorption est plus faible. La dispersion intrinsèque de la relation de TF est estimée à 0.2 mag.*

La relation $D_n - \sigma$ Cette méthode est le pendant de la technique précédente, appliquée cette fois aux galaxies elliptiques. En modélisant celles-ci par un gaz d'étoiles isotherme, il est possible de montrer que la dispersion des vitesses σ_v est liée à la luminosité absolue par $\sigma \propto \mathcal{L}^4$. Plus précisément, cette relation est la projection d'une relation plus fondamentale, liant la dispersion des vitesses σ, le demi-rayon de la galaxie, R_e, et la brillance de surface calculée dans un cercle de rayon R_e :

$$R_e \propto \sigma^\alpha I_e^\beta \tag{2.16}$$

avec $\alpha \sim 1.2$ et $\beta \sim -0.85$. Cette relation définit un « plan fondamental » dans l'espace ($\log_{10}\sigma$, $\log_{10} R_e$, $\log_{10} I_e$) sur lequel se répartissent les galaxies. La relation $D_n - \sigma$, où D_n est définie comme le diamètre dans lequel la galaxie étudiée a une brillance de surface égale à une valeur conventionelle est une version simplifiée de la relation (2.16). La dispersion de la relation $D_n - \sigma$ est de 0.25 à 0.3 magnitude, soit une précision en distance de 15% environ.

L'analyse des fluctuations de brillance de surface (SBF) Cette technique est surtout applicable aux galaxies elliptiques, qui présentent une structure de surface et une population stellaire uniformes. Il est également possible de la mettre en œuvre sur les bulbes des galaxies spirales. La méthode consiste à mesurer les fluctuations de la brillance de surface de la galaxie et à exploiter le fait que les fluctuations de brillance décroissent comme l'inverse du carré de la distance. En effet, notons N le nombre d'étoiles de flux moyen $\bar{f}$ présentes dans un pixel et d leur distance. N augmente comme d^2, tandis que $\bar{f}$ décroît en d^{-2}. Par conséquent, le flux moyen par pixel, $\bar{\phi} = N\bar{f}$, est indépendant de la distance. Par contre, la distribution des étoiles étant poissonnienne, la variance du flux par pixel peut s'écrire $\sigma_\phi^2 = N\bar{f}^2$, et varie par conséquent comme d^{-2}. En pratique, la méthode SBF permet d'atteindre le flot de Hubble.

La fonction de luminosité des nébuleuses planétaires (PLNF) Nous avons vu que les étoiles en fin de vie peuvent éjecter une partie de leur enveloppe, en formant ainsi une *nébuleuse planétaire*. L'enveloppe d'hydrogène tout comme l'étoile centrale sont très lumineuses dans le visible et l'ultraviolet (10^2 à 10^4 $L_\odot$), ce qui rend le phénomène détectable à des distances extragalactiques. Du fait du grand nombre de nébuleuses planétaires détectables par galaxie, la fonction de luminosité de ces objets est bien connue ; elle présente en particulier une rupture caractéristique pour une magnitude absolue $M_\star = -4.48$, apparemment indépendante de la galaxie et de la population stellaire étudiées, et donc susceptible de servir de chandelle standard. La méthode est généralement calibrée sur la galaxie proche M31.

2.5 Conclusion

Les supernovæ de type Ia sont à ce jour les indicateurs de distance cosmologique les plus précis. La dispersion de leurs luminosités absolues est de l'ordre 25%, la majeure partie des incertitudes observées étant d'origine observationnelle. L'effet dominant dont il faut s'affranchir est l'absorption intersellaire ou intergalactique. Il existe en particulier une corrélation nette entre magnitude absolue au maximum et couleur au maximum, qui est compatible avec l'effet d'extinction dû aux poussières galactiques. La dispersion intrinsèque des luminosités absolues maximales des SNIa semble être de l'ordre de 10%.

Cette dispersion peut elle même être réduite en exploitant la corrélation mise en évidence entre magnitude absolue au pic et vitesse de décroissance. Cet effet est purement empirique. Il est reproduit par certains modèles de courbes de lumières, mais sa compréhension théorique est encore incomplète.

Un des objectifs prioritaires est donc d'accroître notre connaissance, tant théorique qu'observationnelle, de ces chandelles standard. Les sujets d'étude sont nombreux : identification des supernovæ particulières, compréhension théorique des SNIa, maîtrise des erreurs systématiques observationnelles, études de standardisation visant à réduire la dispersion de la magnitude absolue maximale des SNIa, et enfin, détermination de la magnitude absolue des SNIa. Ce dernier point dépend fortement des travaux réalisés sur l'intercalibration des indicateurs de distance. Tous ces travaux nécessitent d'importants lots de SNIa proches et disposant d'un suivi photométrique et spectroscopique fourni. De nombreuses collaborations se sont lancées dans cette entreprise. EROS II est l'une d'entre elles.

Deuxième partie

Contexte expérimental

Chapitre 3

L'expérience EROS II

L'expérience EROS II est principalement consacrée à la détection de matière noire galactique sous forme d'objets baryoniques compacts (MACHOs, pour *Massive Astrophysical Compact Halo Objects*). De tels objets sont détectables au moyen de l'effet de *microlentille gravitationnelle* qu'il peuvent induire sur la lumière d'étoiles situées en arrière-plan, lorsqu'ils interceptent la ligne de visée observateur-étoile. Ces événements sont très rares : on en observe environ 1 par an pour environ 10 millions d'étoiles suivies. Afin de pouvoir en détecter une dizaine chaque année, EROS II s'est donc doté d'un télescope à grand champ, entièrement automatisé, et adapté à une prise de données massive.

Cet appareillage a été décrit en détail à de nombreuses reprises (voir (Bauer, 1997), (Palanque-Delabrouille, 1997a), ou (Mansoux, 1997)), aussi nous contenterons-nous de rappels succincts. Nous nous attarderons par contre sur les premiers résultats scientifiques d'EROS II. A ce jour, trois ans de données en direction des Nuages de Magellan ont été analysées, et de nouvelles limites sur la composition du halo ont pu en être extraites. La collaboration recherche également des événements microlentille internes à la Voie Lactée, en direction des bras spiraux et du bulbe, afin de mieux contraindre les modèles existants de la structure de la Galaxie. Des études d'étoiles variables (céphéides notamment) ont également été entreprises. Enfin, EROS II consacre 20% de son temps à la recherche de supernovæ proches, ainsi qu'à la détection directe d'objets à grand mouvement propre du halo (naines rouges, naines blanches faibles). Le programme de recherche intensive de supernovæ fait l'objet de cette thèse et sera abordé plus en détail dans le chapitre 5.

3.1 L'appareillage d'EROS II

La collaboration EROS II dispose d'un télescope de 1 mètre — le Marly — installé à l'observatoire de La Silla, (ESO, *European Southern Observatory*), au Chili. Le site est remarquable pour la qualité exceptionnelle de son ciel : on y compte près de 220 nuits photométriques[1] par an. Par ailleurs, trois des principales cibles de l'expérience : les deux Nuages de Magellan et le Centre Galactique y sont observables une grande partie de l'année (près de 9 mois sur 12).

3.1.1 L'optique et les caméras du Marly

Le Marly est un télescope de Ritchey-Chrétien de 1 mètre de diamètre, conçu dans les années 70 par l'Observatoire de Haute-Provence, et l'Observatoire de Lyon. Pour EROS II, le télescope

[1]Une nuit est dite photométrique si, pendant toute sa durée, l'absorption atmosphérique reste constante.

/users/eros/regnault/Work/LaTeX/FIGURES/APPAREIL/optmarly.eps

FIG. 3.1 – *Le système optique du* MARLY.

a subi d'importantes adaptations mécaniques et optiques. Entièrement automatisé, équipé de caméras CCD à grand champ il a été installé dans l'ancien dôme du GPO à LA SILLA. Nous ne décririons ici que les grandes lignes du système optique.

Distance focale Afin d'élargir le champ, la focale du couple primaire-secondaire a été ramenée de $F/8$ à $F/5$ par un triplet de lentilles. Le prix à payer pour de telles modifications est d'une part la distorsion des étoiles en bord de champ, d'autre part, la non uniformité de l'éclairement sur la mosaïque (effet de vignetage). Ce dernier effet peut cependant être corrigé lors de la réduction des images.

Le cube dichroïque Une des caractéristiques essentielles des événements microlentille est leur achromaticité. On en tire parti pour leur recherche en observant dans plusieurs domaines de longueur d'onde. Afin d'accélérer la prise de données, il est intéressant de prendre des images simultanément dans deux couleurs. Un *cube dichroïque*, système laissant passer la lumière rouge, et déviant de 90^o environ la lumière bleue est utilisé dans EROS II. Le faisceau incident est ainsi divisé en deux voies dont les transmittances sont données figure 3.3. Ces bandes passantes sont larges et ne correspondent pas aux filtres standard $UBVRI$. La détermination précise de ces transmittances et la calibration du MARLY a fait l'objet d'une étude, présentée au chapitre 4.

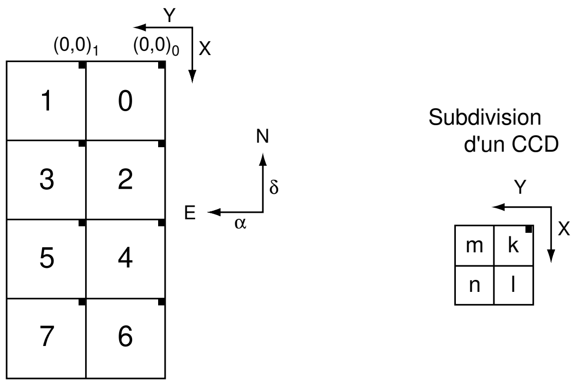


FIG. 3.2 – *Orientation de la mosaïque : le grand axe est aligné sur l'axe δ des déclinaisons.*

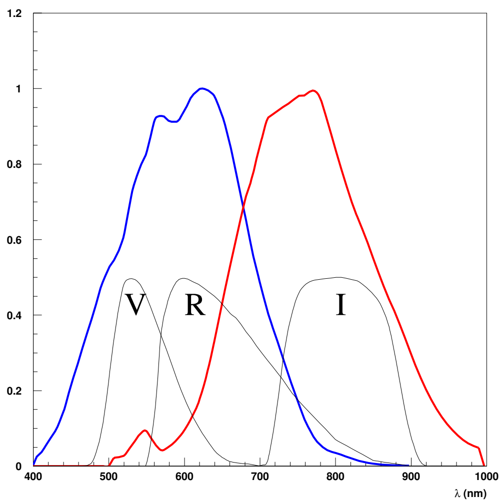


FIG. 3.3 – *Transmittances du* MARLY*, déterminées au chapitre 4, et filtres standards VRI. Les normalisations sont arbitraires. Les filtres EROS sont beaucoup plus larges que les filtres standards. La voie $\mathcal{B}_{EROS}$ se situe à peu près entre le V_j et le R_c La voie $\mathcal{R}_{EROS}$ est beaucoup plus proche de la bande I standard.*

Deux caméras grand champ Le télescope est équipé de deux caméras, placées au foyer de chaque voie rouge et bleue. Ces caméras conçues et construites au CEA-Saclay[2] abritent chacune une mosaïque de 2×4 CCD LORAL de 2048×2048 pixels. Le champ total couvert est de $1.4^o \times 0.7^o$, soit 1 deg^2, avec un échantillonnage de $0.6''$ par pixel. La figure 3.2 présente les caractéristiques générales de la mosaïque.

Une cryogénie originale Afin de réduire le bruit et le courant d'obscurité, les CCD sont refroidis à une température de 180 K : un bloc d'aluminium de 15 kg, jouant le rôle de capacité calorifique, est maintenu à 50 K environ par un système à détente d'hélium. Une résistance thermique variable relie ce bloc au support des CCD, et permet d'asservir leur température à 0.1 K près.

3.1.2 L'acquisition des données

Afin de limiter les temps morts entre deux acquisitions, tous les CCD sont lus en parallèle. Chaque caméra possède sa propre chaîne d'acquisition, architecturée autour d'un DSP, et pilotée par une station VME. Cette dernière réceptionne les données transmises par la caméra via une fibre optique de 50 mètres, les code au format `FITS`, puis les transfère sur des stations ALPHA/OSF1 pour les étapes ultérieures de réduction et d'archivage.

Le système d'acquisition VME gère également le dialogue avec l'automate de cryogénie, contrôle l'obturateur, commande les mouvements du miroir secondaire afin de maintenir le télescope focalisé, et assure la communication avec le système de pointage-guidage.

[2]par le *Service d'Instrumentation Générale* et le *Service d'Etude des Détecteurs* (DAPNIA).

3.1.3 Réduction et archivage des données

Le VME transmet aux stations des images dites brutes : la charge de chaque pixel, en photoélectrons, a été amplifiée, convertie en tension et échantillonnée par un ADC. La réduction des données, *i.e.* la correction de la non uniformité de l'éclairement, est réalisée en ligne, sur les stations ALPHA/OSF1. Un test de qualité des images est également effectué : le fond, le seeing moyen de chaque image sont déterminés et les zones mortes du CCD détectées.

Durant la journée, les données brutes et réduites sont automatiquement copiées sur des cartouches `DLT`, de 11 Go. Ces dernières sont ensuite envoyées à Lyon, au Centre de Calcul de l'IN2P3 (CCPN) pour analyse. Certaines images — recherche de supernovæ notamment — sont traitées en ligne dans la journée qui suit les observations. Le volume total des données réduites accumulées en trois ans s'élève à 5 To environ.

3.1.4 Système de pointage-guidage

Le système de contrôle-commande du télescope a été développé au LAL, lors de la remise à niveau du Marly, en 1995-1996. Son rôle est triple : il pilote les mouvements du télescope et de la coupole, permet de pointer un champ donné sur le ciel, avec une précision moyenne de ~ 10 secondes d'arc, et enfin, assure le guidage du télescope au cours d'une pose, en corrigeant l'effet de la rotation terrestre et ceux dus aux imperfections de la mécanique d'entraînement.

Entraînement et pointage La monture du Marly, de type équatorial, comprend deux axes : l'axe α est aligné avec l'axe des pôles, de manière à compenser, au premier ordre, l'effet de la rotation terrestre. L'axe δ, orthogonal à α assure le second degré de liberté nécessaire à la couverture totale du ciel. Deux moteurs couple permettent l'entraînement du télescope suivant chaque axe, via un système réducteur roue-vis tangente. Chaque moteur est équipé d'un codeur incrémental, permettant de mesurer sa rotation. Le contrôle de la direction de visée du télescope est assuré grâce à des codeurs absolus d'une précision de 10" montés sur chaque axe.

Contrôle des mouvements du télescope Le système de pointage guidage est architecturé autour d'un PC fonctionnant sous Linux. Une carte de contrôle-commande montée dans le chassis du PC (carte GALAXE) réalise l'asservissement des moteurs d'axe. Le programme de guidage proprement dit, pilote les mouvements du télescope et de la coupole. Il implémente en particulier un certain nombre de règles de sécurité élémentaires, afin de préserver la structure mécanique du Marly : l'inclinaison du télescope ne doit pas être inférieure à 25 degrés au-dessus de l'horizon, et la vitesse de déplacement maximale est fixée à 90 deg min^{-1}. Par ailleurs, une ampoule de mercure coupe les moteurs si l'inclinaison du télescope devient accidentellement inférieure à 10 degrés.

Pointage Le principe du pointage d'un télescope est assez simple : pour viser un point donné repéré sur la sphère céleste par son *ascension droite* et sa *déclinaison*, il suffit de calculer sa position apparente dans le ciel, en fonction de l'heure sidérale, puis de déplacer le télescope dans cette direction, en utilisant les informations de position données par les codeurs d'axes.

Cependant les coordonnées apparentes des astres varient au cours du temps du fait de plusieurs effets : la précession des équinoxes ($\sim 50''$/an), la nutation ($\sim 10''$/an) et l'aberration, due au mouvement de la Terre par rapport au Soleil ($\sim 20''$ sur un an). Une fois ces effets pris en compte, on obtient la position apparente de l'objet dans le ciel. La réfraction de la lumière par l'atmosphère joue cependant un rôle non négligeable, en particulier lorsque l'objet visé est bas sur l'horizon ($\sim 60''$ à 45^o) et doit être corrigée.

Enfin, il faut traduire ces coordonnées en termes de « pas codeurs », en prenant en compte les imperfections de l'instrument : l'axe α du télescope n'est jamais parfaitement aligné avec l'axe des pôles, la structure métallique n'est pas parfaitement rigide et il faut en modéliser les fléchissements. Le *modèle de pointage* décrit le comportement du télescope, et permet de traduire les coordonnées apparentes d'un objet en « positions-codeurs » sur les axes. Les paramètres d'un tel modèle évoluent avec le temps, doivent régulièrement être mis à jour, en pointant un certain nombre d'étoiles dont les positions sont connues.

Guidage du télescope Afin de maintenir le télescope parfaitement pointé sur le champ au cours d'une pose, il faut effectuer des corrections qui prennent en compte les imperfections de la mécanique d'entraînement. On utilise une caméra annexe (caméra de guidage) pour observer une étoile guide toutes les 5 secondes en moyenne. La mesure de sa position permet de calculer les petites corrections à apporter au mouvement du télescope pour maintenir le champ centré à quelques fractions de seconde d'arc près.

La caméra de guidage exploite une fraction du champ non couverte par les caméras du télescope, bénéficiant ainsi de toute la surface collectrice du miroir primaire. Elle dispose d'un CCD 1536×1024 pixels, de $9\mu m$ de côté, et couvre un champ de $9' \times 6'$.

Performances et limitations du système Jusqu'à peu, le MARLY était le seul télescope installé à LA SILLA équipé d'un système de pointage-guidage entièrement automatique. Le temps mort actuellement observé entre deux poses est d'environ 1'30", ce qui est comparable au temps de lecture et d'archivage des images par le système VME.

3.2 Les programmes de physique

L'objectif principal d'EROS II est la recherche de matière noire Galactique sous forme de MACHOs, par détection d'effets de *microlentille gravitationnelle*. La collaboration y consacre environ 80% de son temps d'observation. Nous rappellerons brièvement les caractéristiques principales de cet effet, et son importance pour la recherche de matière noire Galactique, puis nous détaillerons les premiers résultats obtenus dans chaque direction d'observation, et leurs implications sur la composition du halo ainsi que la structure de la Galaxie. Nous aborderons ensuite les programmes de recherches qui demandent moins de temps d'observation : détection directe d'objets du halo à grand mouvement propre, et études d'étoiles variables — céphéides notamment. Le programme de recherche de supernovæ proches sera traité plus en détail au chapitre 5.

3.2.1 Recherche de matière noire baryonique

L'étude de la courbe de rotation des galaxies permet d'estimer leur densité de matière, traduite par leur rapport masse sur luminosité, M/L. Si toute la matière composant les galaxies était lumineuse, leur vitesse de rotation devrait décroître, à partir d'une certaine distance r_0 au Centre Galactique comme $r^{-1/2}$. Or les vitesses de rotation des galaxies semblent constantes même là où la densité de matière visible est devenue très faible. On inclut donc dans la modélisation de la masse des galaxies, une nouvelle composante, sous forme d'un halo de matière sombre, généralement supposé sphérique ou elliptique.

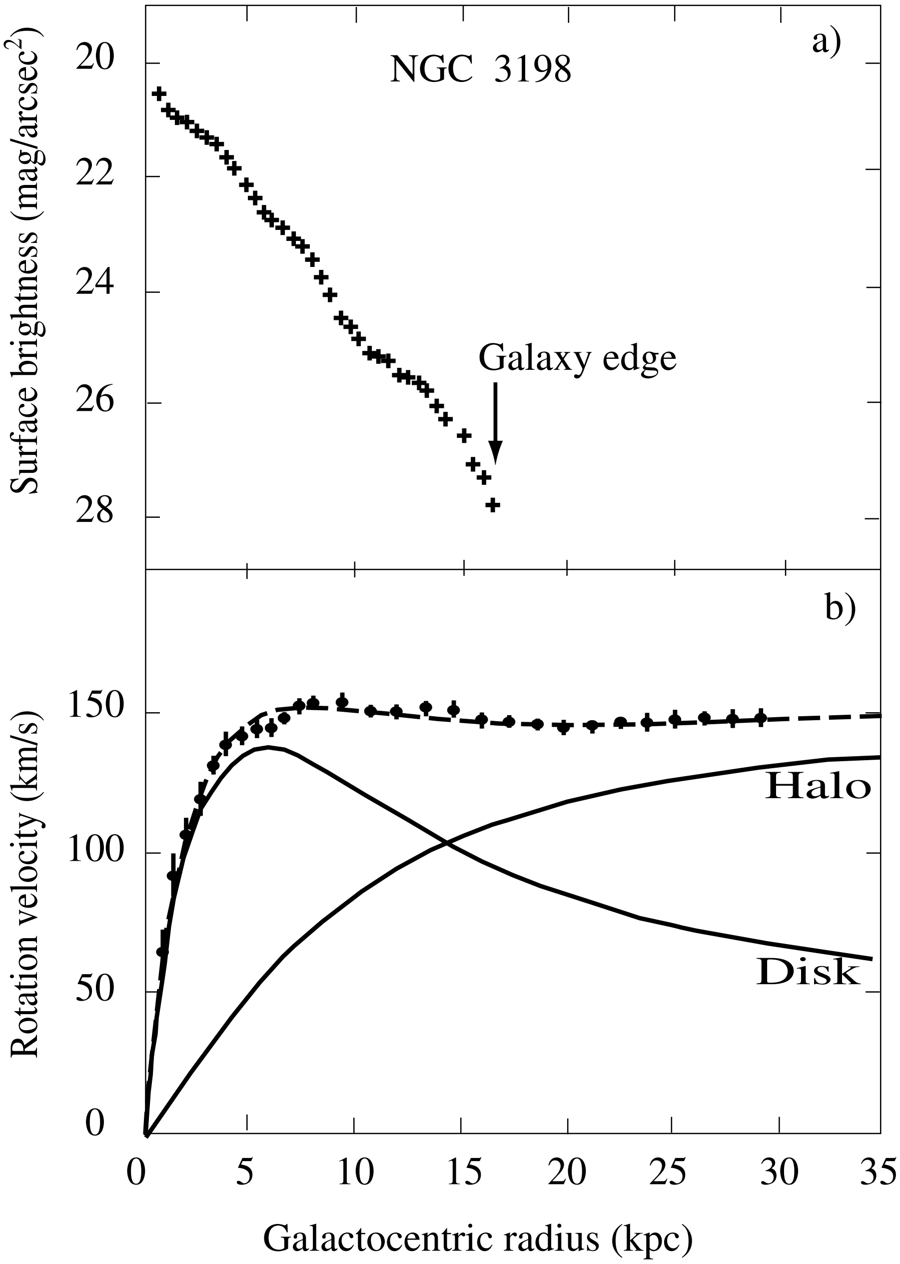


FIG. 3.4 – *Courbe de rotation de la galaxie NGC3198.*

De quoi sont constitués ces halos galactiques ? Une première possibilité est de faire appel à de la matière noire non baryonique, constituée de particules dont la masse irait de quelques GeV/c^2 à quelques centaines de GeV/c^2, regroupées sous l'appellation générique de $WIMP$'s (Weakly Interacting Massive Particles). La supersymétrie prédit l'existence de particules légères et stables (les neutralinos, par exemple), qui forment de bons candidats. De telles particules sont activement recherchées.

Nous savons par ailleurs qu'une grande partie de la matière baryonique de l'univers est invisible. En effet, la nucléosynthèse primordiale, contrainte par les mesures d'abondance des éléments légers prédit (Fukugita *et al.*, 1998) :

$$0.005 \leq \Omega_{baryons}\ h^2 \leq 0.027$$

tandis que la densité de matière lumineuse est typiquement estimée à :

$$\Omega_{vis} \sim 0.002$$

Il est donc possible de supposer qu'une partie des baryons de l'univers sont présents dans le halo des galaxies, sous forme de nuages d'hydrogène froid, ou d'astres compacts (MACHOs, pour *Massive Astrophysical Compact Halo Objects*). Le terme est assez général et recouvre un grand nombre d'objets baryoniques possibles : naines brunes, naines rouges, naines blanches, étoiles à neutrons, trous noirs... Les masses les plus probables des MACHOs sont comprises entre $10^{-7}\ M_\odot$ (limite d'évaporation) et quelques masses solaires. La collaboration EROS II cherche à détecter des MACHOs du halo au moyen de l'effet de microlentille gravitationnelle qu'ils induisent sur la lumière des étoiles des Nuages de Magellan, situées en arrière-plan. L'expérience de génération précédente, EROS I a exclu que plus de 20% du halo pourraient être composés de MACHOs de masses comprises entre 10^{-7} et $10^{-3}\ M_\odot$ (Renault, 1997). EROS II a donc été optimisée pour détecter des objets sombres de masse supérieure à $10^{-3}\ M_\odot$.

L'effet de microlentille gravitationnelle La déflexion de la lumière par un potentiel gravitationnel est un effet bien décrit en relativité générale. Il est illustré par la figure 3.5 : si un objet massif (*déflecteur*) s'approche d'une ligne de visée étoile-observateur, il dévie les rayons lumineux, et l'on observera plusieurs images simultanées de la même étoile source. Si le système source-déflecteur-observateur est parfaitement aligné, les images multiples se rassemblent en un cercle dont le rayon, projeté dans le plan de la lentille est donné par :

$$R_E = \frac{2\sqrt{GM}}{c}\ \sqrt{\frac{D_{DS}D_{OD}}{D_{OS}}}$$

R_E est appelé *rayon d'Einstein*, et indique l'échelle typique de l'événement. Pour un MACHO de 0.1 $M_\odot$ situé dans le halo (10 kpc), défléchissant la lumière d'une étoile du LMC (50 kpc), R_E vaudra quelques unités astronomiques, et sera vu sous un angle de quelques 10^{-3} secondes d'arc, à comparer avec la résolution ~ 1 arc sec d'un télescope au sol. Un observateur ne verra donc qu'une amplification du flux lumineux de l'étoile source, donnée par :

$$A(u) = \frac{u^2+2}{u\sqrt{u^2+4}}$$

où u désigne le paramètre d'impact déflecteur-ligne de visée, exprimé en rayons d'Einstein. En particulier, lorsque la lentille est située à un rayon d'Einstein de la ligne de visée, l'amplification observée est de 1.34. Dans le cas d'une lentille se déplaçant à la vitesse $v_\perp$, u et donc $A(u)$ varient avec le temps. La durée caractéristique d'un événement est définie comme le temps nécessaire à la lentille pour parcourir une distance égale à un rayon d'Einstein :

$$T_0 = \frac{R_E}{v_\perp} \propto \frac{\sqrt{M}}{v_\perp}\sqrt{D_{DS}D_{OD}}$$

Pour un événement microlentille standard, T_0 est la seule grandeur mesurable renseignant sur les paramètres de la lentille, (M, $v_\perp$, D_{DS}, D_{OD}) qui sont donc dégénérés. Des déviations par rapport au cas idéal présenté ici, telles que l'effet de parallaxe, ou l'effet de la taille finie de l'étoile source permettent de lever partiellement cette dégénérescence (Derue, 1999).

Même dans l'hypothèse d'un halo entièrement constitué de MACHOs, la probabilité d'observer un événement est extrêmement faible ($\sim 10^{-7}$). Il faut donc observer plusieurs millions d'étoiles, afin d'en détecter quelques uns par an. Au total, EROS II suit près de 70 millions d'étoiles, dont 5 millions situées dans le Petit Nuage de Magellan (SMC) et près de 30 millions appartenant au Grand Nuage de Magellan (LMC). Les caractéristiques du signal recherché parmi ces millions de courbes de lumière sont au nombre de trois : un événement microlentille doit être *achromatique*, l'effet étant purement géométrique, et donc indépendant de la longueur d'onde. Il doit en outre être *unique*, la probabilité qu'un tel événement affecte deux fois la même étoile étant extrêmement faible. Enfin, on demandera que la courbe d'amplification soit conforme en première approximation à celle d'un événement standard et donc, en particulier, soit *symétrique*.

Recherche d'événements en direction des Nuages de Magellan Ce sont principalement les données accumulées dans ces deux directions d'observation qui permettent de contraindre la composition du halo Galactique. Le nombre d'événements détectés, et leur distribution en durée sont comparés à des prédictions Monte-Carlo, calculées pour divers modèles de halos, le plus courant étant le « halo standard », sphérique, constitué d'objets de même masse M_0. On en déduit des limites sur la composition d'un tel halo, généralement exprimées dans un plan $fraction\ de\ masse$ versus M_0 (figure 3.6).

En direction du SMC, la collaboration surveille 10 deg^2, soit environ 5.5 millions d'étoiles. Une première analyse des données accumulées durant les deux première années d'observations permit de découvrir un unique candidat, d'une durée de 129 jours (Palanque-Delabrouille, 1997b). Aucun effet de parallaxe n'a pu être mis en évidence sur cet événement, aussi l'hypothèse que le déflecteur appartiendrait au SMC lui-même semble-t-elle privilégiée. En mai 1998, un événement atypique, dû à une *lentille binaire* était détecté par la collaboration MACHO. Son suivi photométrique a mobilisé un large consortium dont EROS II faisait partie. L'étude des données de suivi a permis de montrer à 90% de niveau de confiance que le déflecteur appartenait en fait au SMC. Cette faible statistique (1 événement au plus en deux ans) a permis d'exclure à 95% de niveau de confiance que le halo soit composé à plus de 50% d'objets de masse 0.5 $M_\odot$ (Afonso, 1998).

Ce faible taux d'événements est également observé en direction du Grand Nuage de Magellan : EROS II y surveille près de 90 deg^2, représentant plus de 30 millions d'étoiles. Deux candidats ont été découverts dans les données prises en 1996-99, de durées respectives 46 et 106 jours (Lasserre *et al.*, 2000). La comparaison aux prédictions Monte-Carlo a permis d'exclure que le halo soit composé à plus de 10% d'objets de masse comprise entre 10^{-2} et 1 $M_\odot$. Les limites obtenues par EROS I, EROS II et MACHO sont résumées figure 3.6. L'hypothèse d'un halo constitué à plus de 20% d'objets de masses comprises entre 10^{-7} et 1 $M_\odot$ semble définitivement exclue.

Evénements microlentille vers le Centre Galactique Du fait de sa forte densité stellaire, le Centre Galactique est une direction privilégiée pour la détection et l'étude détaillée du

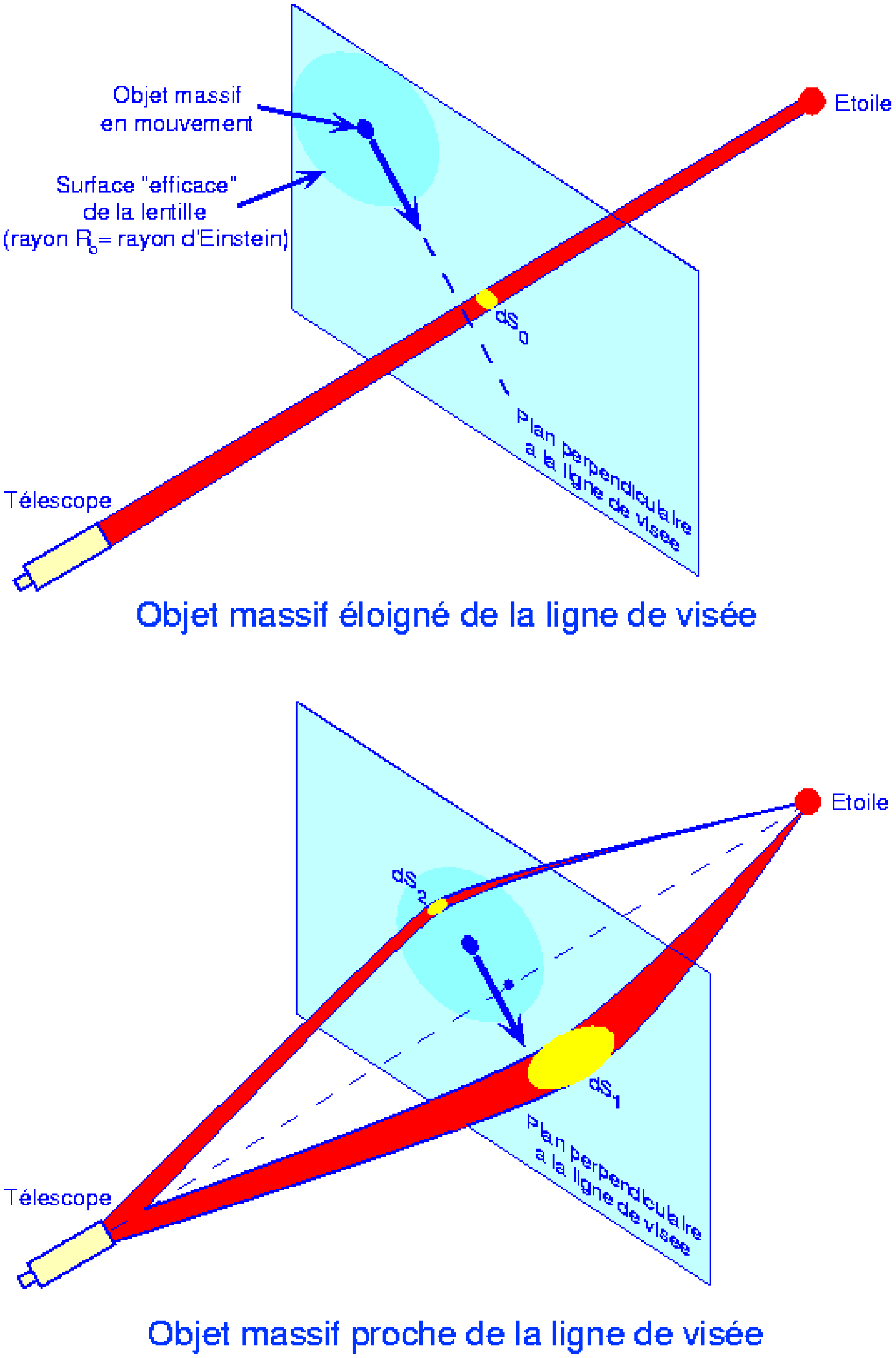


FIG. 3.5 – *Illustration de l'effet de microlentille gravitationnelle (tiré de (Derue, 1999)).*

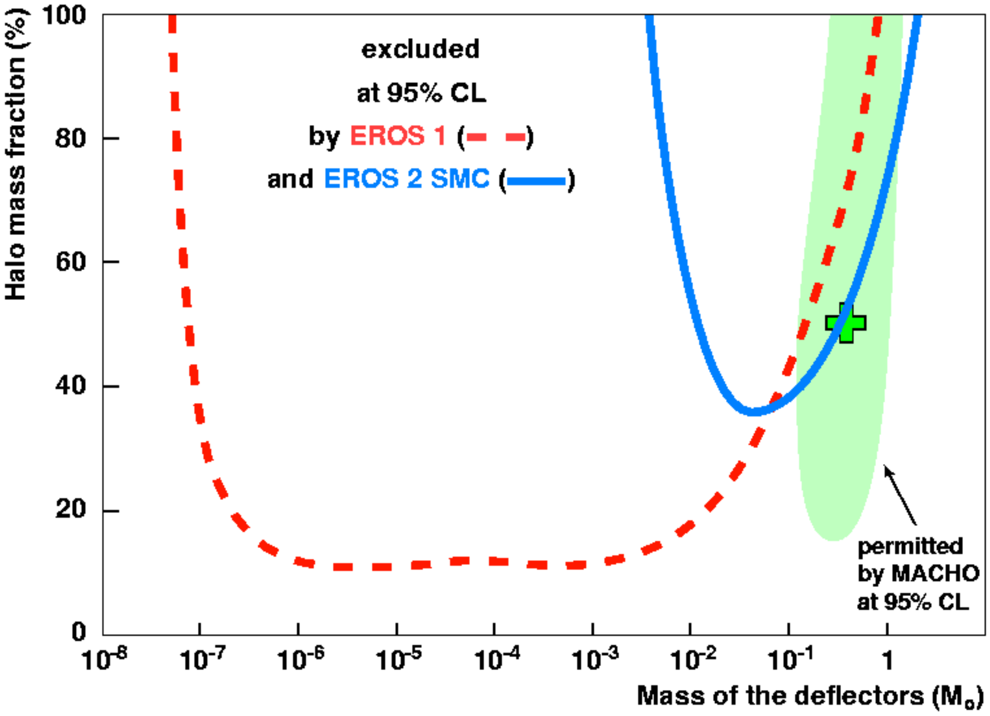


FIG. 3.6 – *Résultats combinés EROS1-EROS2-SMC.*

phénomène de microlentille. La plupart des expériences de recherche d'événements de microlentille (MACHO, OGLE) en observent de larges zones. Des systèmes d'alertes en ligne détectent les événements de microlentilles dès le début de l'amplification. Un suivi photométrique précis par des réseaux de télescopes (PLANET) est alors organisé, dans le but de mettre en évidence d'éventuels écarts aux événements microlentille standard.

Plusieurs dizaines d'événements par an sont attendus dans les 80 deg^2 observés par EROS II, dont nombre d'événements non standard — effets de parallaxe, effets de taille finie, événements dus à des lentilles doubles... L'analyse de leur répartion spatiale devrait permettre de poser des contraintes sur la structure du Centre Galactique. Afin de réduire les incertitudes quant à la localisation des étoiles sources il est prévu de limiter l'analyse aux seules étoiles de type géantes rouges, situées pour la plupart dans le bulbe. Par ailleurs, la surface de ces étoiles, de taille non négligeable devant le rayon d'Einstein, permet d'attendre un assez grand nombre d'événements de taille finie, pour lesquels la localisation de la lentille est mieux contrainte. Ainsi, les événements bulbe-bulbe pourraient être mieux discriminés de ceux dus aux objets du disque et du halo. Les résultats de cette étude seront détaillés dans (Afonso, 2000).

Recherche d'événements en direction des bras spiraux de la galaxie Le disque Galactique contribue de manière non négligeable au nombre d'événements observés en direction du Centre Galactique et des Nuages de Magellan. Il convient donc d'étudier indépendamment cette contribution, afin de pouvoir la soustraire. L'étude des événements microlentille dus au étoiles du disque, sur les étoiles jeunes et lumineuses des bras spiraux permet de réaliser ce programme. Elle permet surtout de contraindre les modèles de la Galaxie existants.

La collaboration surveille 29 deg^2 — soit environ 10 millions d'étoiles — répartis dans quatre directions du plan Galactique, plus ou moins proches du CG. L'analyse de trois ans de données

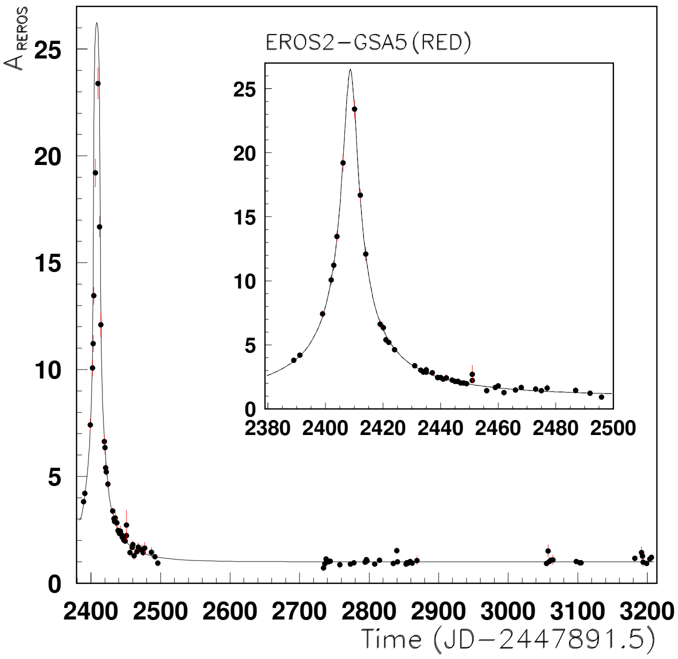


FIG. 3.7 – *Effet de microlentille gravitationnelle, observé en direction des bras spiraux (tiré de (Derue, 1999)).*

(1996-1999) a permis de mettre en évidence 7 candidats, dont 4 dans une direction assez proche du Centre Galactique (Derue, 1999). La distribution spatiale et les durées de ces événements suggèrent que la barre constituant le Centre Galactique est plus allongée que dans les modèles actuels. L'analyse de quelques années d'observations supplémentaires, et la confrontation de ces résultats à ceux de l'analyse des données CG permettront de confirmer ou d'infirmer la présence d'une telle barre.

3.2.2 Recherche de céphéides vers les nuages de Magellan

Les céphéides sont des étoiles pulsantes, massives (2 à 10 $M_\odot$), très lumineuses ($\sim 1000\ L_\odot$). Il s'agit d'étoiles jeunes ayant brûlé tout l'hydrogène de leur cœur, et entamant la combustion de l'hélium. Le mécanisme de pulsation, décrit en détail dans (Cox, 1980), fait appel à des variations d'opacité des couches externes de ces étoiles.

Le point important est que la luminosité absolue des céphéides est corrélée avec leur période et leur couleur selon une relation *Période-Luminosité-Couleur* (PLC) du type :

$$\alpha\ \log_{10}(P) + M_V + \beta\ (B - V) = k \tag{3.1}$$

où M_V, B, et V désignent des magnitudes moyennées sur une période. Nous avons vu au chapitre 2 qu'une telle propriété fait de ces étoiles de bons indicateurs de distance : en effet, la mesure de leur magnitude apparente, de leur couleur et de leur période de pulsation P permet de calculer leur magnitude absolue M, et de là, leur module de distance $\mu = m - M$.

La mesure des coefficients de la relation PLC, et plus particulièrement celle du point zéro, k, est cependant sujette à controverses. L'étude de lots importants de céphéides magellaniques permet de redéterminer indépendamment cette relation, voire d'étudier les effets de second ordre pouvant l'affecter. Ainsi, l'analyse des données d'EROS I indiquait une possible dépendance de la relation PLC avec la métallicité.

Fin 1996 et début 1997, EROS II a observé 4 degrés carrés en direction des Grand et Petit Nuages de Magellan, avec un échantilonnage de l'ordre de 1 point tous les 2 jours. Une recherche de période a permis de mettre en évidence près de 300 céphéides classiques en direction du LMC et plus de 600 dans le SMC, ce qui représentait à l'époque le plus important catalogue de céphéides du Petit Nuage disponible. L'étude de la relation PL a mis en évidence une brisure de pente pour les céphéides de basse périodes ($<$ 5 jours) (Bauer, 1997; Bauer, 1999).

3.2.3 Recherche de naines rouges dans le voisinage solaire

Il est possible de chercher à détecter directement les objets du halo situés dans le voisinage solaire : en effet, la dispersion des vitesses des objets du halo, de l'ordre de 150 km s^{-1} est largement supérieure à celle des objets du disque (50 km s^{-1}). Ainsi, un MACHO situé à quelques dizaines de parsecs aura un déplacement apparent de quelques secondes d'arc par an, à comparer avec la précision astrométrique de EROS II : de 0.03" pour les étoiles brillantes, à 0.15" pour les objets les plus faibles.

EROS II a donc lancé un programme de recherche de naines rouges à grand mouvement propre. 250 deg^2 environ sont observés tous les ans, et les positions relatives des étoiles de ces champs comparées d'une année sur l'autre. Deux campagnes de recherche doivent suffire à découvrir des candidats, une troisième année d'observations permettant de confirmer les candidats découverts. Une telle recherche doit conduire à la découverte de quelques dizaines de naines blanches, ou encore quelques centaines de naines brunes, dans l'hypothèse d'un halo entièrement constitué de l'une de ces sortes d'objets. Les détails de la méthode et les résultats de la recherche sont décrits dans (Goldman, 2000).

Chapitre 4

Détermination des bandes passantes et étude de la calibration du télescope MARLY

La détermination des bandes passantes d'EROS est importante, si l'on désire calibrer le MARLY non seulement pour des étoiles, mais aussi pour des objets non stellaires (supernovæ, galaxies...) dont on connait le spectre. Un travail dans ce sens avait été entrepris par Florian Bauer en 1996 (Bauer, 1997), mais aboutissait à une indétermination pour la bande bleue. Nous avons utilisé dans cette étude les données prises par (Bauer, 1997), et nous montrons comment cette indétermination peut être levée. Nous avons ainsi déterminé la forme des bandes passantes $\mathcal{B}(\lambda)$ et $\mathcal{R}(\lambda)$. Ces bandes passantes ont ensuite été normalisées à partir d'observations complémentaires — étoiles de Landolt et champ `cp001` observé simultanément avec le MARLY et le 1.54m Danois.

Plusieurs déterminations des équations de couleur du MARLY ont déjà été proposées, en particulier celle faite par (Hardin, 1998) à partir des étoiles de Landolt des champs SA92 et SA95, que nous observons régulièrement. Nous avons mis à profit les données croisées MARLY-1.54m Danois mentionnées ci-dessus pour redéterminer un nouveau jeu de relations de calibration.

4.1 Introduction

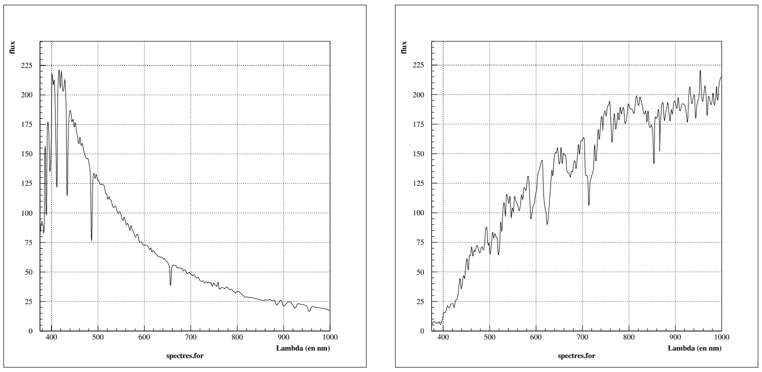
4.1.1 Méthode utilisée pour la détermination des bandes passantes

Il est possible, en disposant un prisme au foyer du MARLY de transformer celui-ci en un « spectrographe » rudimentaire. En observant avec un tel système une étoile de type spectral connu, on obtiendra sur les caméras bleue et rouge, des images du spectre de cette étoile convolué avec les bandes passantes $\mathcal{B}(\lambda)$ et $\mathcal{R}(\lambda)$.

Plus précisément, en notant $x(\lambda)$ la fonction de dispersion du système « prisme + optique » (x, en pixels) et $\mathcal{S}_\star(\lambda)$ le spectre[1], de l'étoile visée, le flux reçu par le CCD en $x(\lambda)$, sur une largeur dx s'écrira :

$$d\phi = S_{\mathcal{B}|\mathcal{R}}(x(\lambda))dx = \mathcal{S}_\star(\lambda)\left[\mathcal{B}|\mathcal{R}\right](\lambda)d\lambda \tag{4.1}$$

[1] $\mathcal{S}_\star(\lambda)$ exprimé en γ m^{-2} s^{-1} nm^{-1}



(a) Etoile A (b) Etoile M (c) Etoile G

FIG. 4.1 – *Spectres (observés) d'étoiles de type A1V (a), M0III (b) et G9III (c).*

et les bandes passantes pourront être déduites de $S_{\mathcal{B}|\mathcal{R}}(x)$ et $\mathcal{S}_\star(\lambda)$ par :

$$[\mathcal{B}|\mathcal{R}]\,(\lambda) = \frac{S_{\mathcal{B}|\mathcal{R}}\,(x(\lambda))}{\mathcal{S}_\star(\lambda)}\frac{dx}{d\lambda} \tag{4.2}$$

4.1.2 Données prises en 1996

En juillet 1996, au démarrage d'EROS2, une expérience suivant la méthode décrite ci-dessus a été réalisée par Florian Bauer (Bauer, 1997). Trois étoiles, de différents types spectraux (table 4.1 et figure 4.1) ont été observées, et six spectres (figure 4.2), ont été enregistrés – 3 en bleu et 3 en rouge – donnant en principe trois déterminations indépendantes des bandes passantes $\mathcal{B}(\lambda)$ et $\mathcal{R}(\lambda)$.

Type	Mag	RA	DEC	Nom	Ref
A1V	4.07	$21:06$	$-17:14$	θ Cap	HD200761
M0III	4.11	$20:51$	$-26:55$	ω Cap	HD198548
G9III	5.24	$21:42$	$-23:16$	–	HD206356

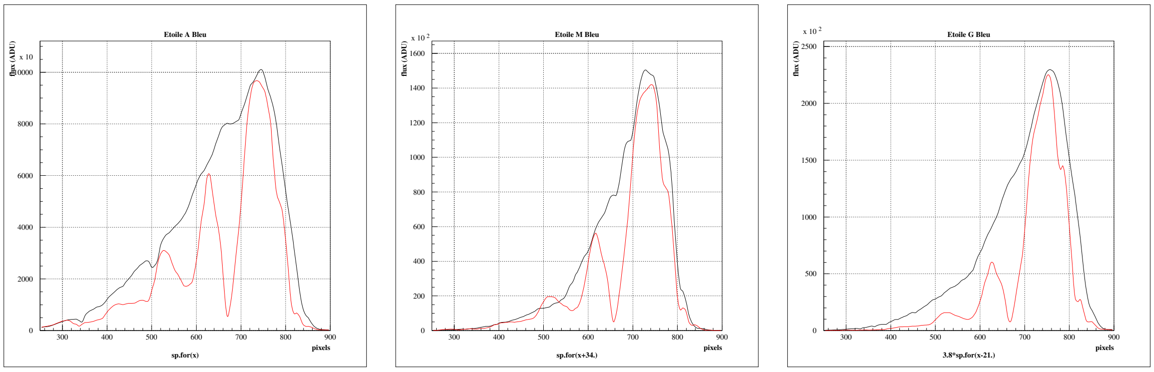
TAB. 4.1 – *Etoiles pointées par (Bauer, 1997) en 1996.*

Cependant, la dispersion du prisme était inconnue. Pour la déterminer, six spectres supplémentaires (figure 4.2) ont donc été obtenus, en intercalant dans le chemin optique un *filtre à bandes* présentant des raies d'absorption à des longueurs d'ondes connues.

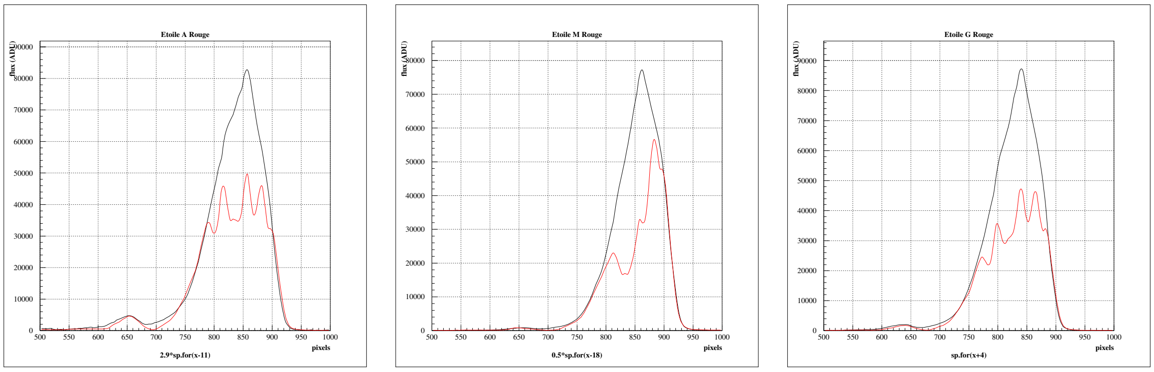
4.1.3 Les bandes passantes théoriques

Au premier ordre, les bandes passantes EROS correspondent au produit de deux termes : les transmittances, en bleu et en rouge du cube dichroïque et l'efficacité quantique de nos CCD.

Le *cube dichroïque* est le système qui sépare la lumière en deux faisceaux : l'un bleu ($\lambda < 700$ nm environ), dévié d'environ 90^o, l'autre rouge ($\lambda > 700$ nm), non dévié. Il a été fabriqué par les



(a) A, Bleu (b) M, Bleu (c) G, Bleu



(d) A, Rouge (e) M, Rouge (f) G, Rouge

FIG. 4.2 – *Spectres des trois étoiles AIV, M0III et G9III obtenus par (Bauer, 1997) avec le* MARLY, *dans les bandes $\mathcal{B}_{EROS}$(haut) et $\mathcal{R}_{EROS}$(bas). On a représenté le flux reçu en fonction du numéro de pixel. Les temps de pose étant mal connus, les échelles de flux sont arbitraires. Les spectres obtenus sans filtre à bandes ont été superposés aux spectres obtenus avec filtre à bandes en utilisant les décalages déterminés en 2.2.*

sociétés *SESO* et *InOptic* d'après un cahier des charges spécifié par EROS II. Ce cube présente l'inconvénient d'être non uniforme. La figure (4.3) montre la transmittance en rouge, $T_R(\lambda)$[2], mesurée sous une incidence de 41^o, en différents points du cube : des variations de près de 50 nm sur la position du seuil sont visibles. Les bandes passantes EROS dépendent donc de l'endroit où l'on se place sur la mosaïque, et une analyse plus fouillée impliquerait de faire la mesure décrite ci-dessus au moins une fois sur chaque CCD.

Notons cependant que ces variations n'affectent que la zone 550 nm $< \lambda <$ 750 nm, i.e. la partie la plus rouge du filtre bleu, et la partie la plus bleue du filtre rouge. En dehors de cette plage, la forme des bandes est dominée par l'efficacité quantique de nos CCD. Signalons également que, nos filtres étant larges, il est possible que de telles variations n'aient qu'un faible impact sur les flux $B_{_{EROS}}$ et $R_{_{EROS}}$. Nous étudierons l'effet de telles déformations dans la suite.

[2]La transmittance du cube en bleu, $T_B(\lambda)$ s'en déduit par $T_B(\lambda) = 1 - T_R(\lambda)$

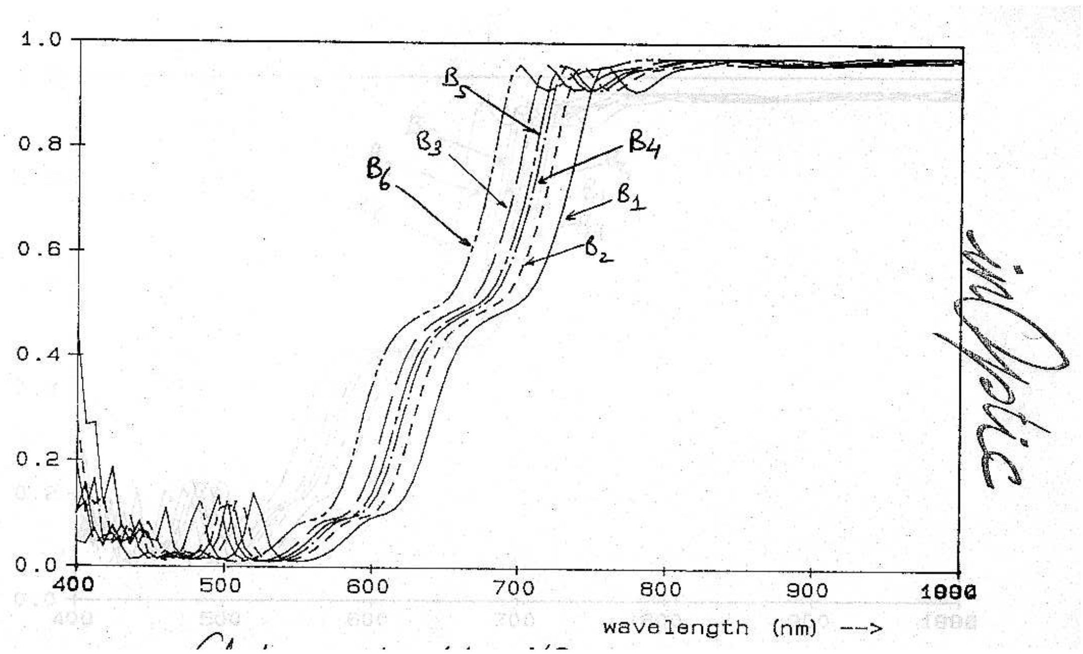


FIG. 4.3 – *Transmittance $T_R(\lambda)$ de la voie rouge du cube dichroïque, mesurée sous une incidence de 41° à différents emplacements, numérotés de 1 à 6. La transmittance de la voie bleue s'en déduit par : $T_B = 1 - T_R$.*

4.1.4 Limitations de la méthode

La formule (4.2) correspond au cas d'un télescope idéal possédant une optique parfaite. La réalité est évidemment un peu plus compliquée, et il nous faut donner une description plus réaliste de notre système, en passant en revue tous les effets que nous avons négligés jusqu'ici. Nous verrons en particulier qu'il n'est pas simple de donner une définition précise des bandes passantes EROS.

A quoi correspond exactement le rapport $\frac{S(x(\lambda))}{S_\star(\lambda)}\frac{dx}{d\lambda}$ **?** Les bandes passantes que nous allons mesurer ne correspondent pas au simple produit de la transmittance du cube dichroïque par l'efficacité quantique de nos CCD : de nombreuses autres transmittances, plus ou moins bien connues interviennent également, et une formule plus exacte serait :

$$\frac{S(x(\lambda))}{S_\star(\lambda)}\frac{dx}{d\lambda} = T_{prisme} \times T_{dichro} \times \varepsilon_{CCD} \times T_{miroir} \times T_{optique} \times T_{atmos} \times \ldots \tag{4.3}$$

Il nous faut déterminer T_{prisme}, le prisme ne faisant pas partie de l'optique du télescope. Cette transmittance a été mesurée : elle est constante dans l'intervalle 400 nm $< \lambda <$ 1000 nm et n'a donc pas d'influence sur la forme des bandes passantes ainsi mesurées. Les autres transmittances sont moins bien connues et interviennent dans les observations : nous choisirons donc de ne pas les soustraire de notre mesure.

L'effet de la PSF Notre spectrographe improvisé ne possède pas de fente. Les spectres sont donc convolués par une PSF[3] inconnue, dont la forme dépend du prisme, de l'optique, de la

[3] La PSF est la forme de la tache d'étalement des étoiles.

focalisation du télescope, et varie probablement avec la longueur d'onde. Dans le bleu, où le prisme est assez dispersif, cet effet est peu significatif. Il est beaucoup plus handicapant dans le rouge, où le prisme disperse moins.

Nous verrons en outre que l'importance de cet effet de convolution varie fortement d'une image à l'autre. Ce n'est pas surprenant, dans la mesure où la PSF dépend a priori de la focalisation du télescope, qui a été modifiée entre chaque pose.

Autres limitations Citons enfin quelques problèmes, plus liés aux données elles-mêmes, qu'à la méthode de détermination des filtres :

1. Le temps de pose utilisé est mal déterminé. Il était d'une seconde, avec une incertitude du même ordre. Le système n'est en effet pas conçu pour gérer des temps de pose courts. Nous ne pourrons donc déterminer que la *forme* des filtres. Pour leur normalisation, il faudra recourir à des observations complémentaires.
2. Le télescope a été repointé entre chaque pose. Il existe donc, entre chaque spectre filtré et non filtré un décalage relatif δ qu'il faudra déterminer.
3. Enfin et surtout, la bande d'absorption la plus rouge du *filtre à bandes* se situe aux alentours de 880 nm. Or $\mathcal{R}(\lambda)$ est non négligeable jusqu'à $\lambda \sim 1000$ nm environ. Il est donc possible que $x(\lambda)$ soit imparfaitement déterminée dans la zone 900 nm $< \lambda <$ 1000 nm, et donc que la forme de notre filtre rouge soit mal contrôlée dans cet intervalle de longueur d'onde. Nous verrons dans la suite comment évaluer, puis corriger cet effet.

4.2 Détermination des bandes passantes

Nous nous intéresserons tout d'abord au calage des spectres en longueur d'onde, et plus particulièrement, nous montrerons comment l'indétermination trouvée par (Bauer, 1997) pour la bande bleue peut être levée. Une fois ce problème résolu, il sera possible de déterminer la dispersion $x(\lambda)$ du système « prisme + optique », puis la forme des bandes passantes.

4.2.1 Recalage absolu

L'indétermination en bleu La figure (4.4) présente le spectre de l'étoile A, dans la bande $\mathcal{B}_{EROS}$, pris en intercalant un filtre à bandes, ainsi que la transmittance de ce filtre à bandes $T_B(\lambda)$. Si l'on essaie d'identifier les maximas de $T_B(\lambda)$ à ceux de $S^A_{\mathcal{B}}(\lambda)$, il semble en effet qu'il y a ambiguïté, et que les maxima ($x = 523$, $x = 625$, $x = 743$) du spectre filtré peuvent aussi bien correspondre aux pics de transmission à ($\lambda = 453$, $\lambda = 492$, $\lambda = 547$) du *filtre à bandes* qu'à ceux à ($\lambda = 492$, $\lambda = 547$, $\lambda = 644$).

Par contre, si l'on étudie, au lieu du spectre filtré seul, le rapport du spectre filtré et du spectre non filtré correspondant, on doit retrouver, en première approximation, le profil du filtre à bandes

$$T_B(\lambda(x)) \sim \frac{S_f(x)}{S(x+\delta)} \equiv W(x,\delta) \tag{4.4}$$

Le décalage δ sera déterminé précisément dans la suite. Nous nous contenterons pour le moment d'une estimation visuelle : pour l'étoile A par exemple, on prendra $\delta_0 = 5$ pixels dans la bande bleue, et $\delta_0 = 11$ pixels dans la bande rouge.

Les figures (4.5) et (4.6) présentent les rapports $W(x, \delta_0 = 5)$ et $W(x, \delta_0 = 11)$ en bleu et en rouge, pour l'étoile A. L'identification des extrema est beaucoup plus simple, et l'indétermination

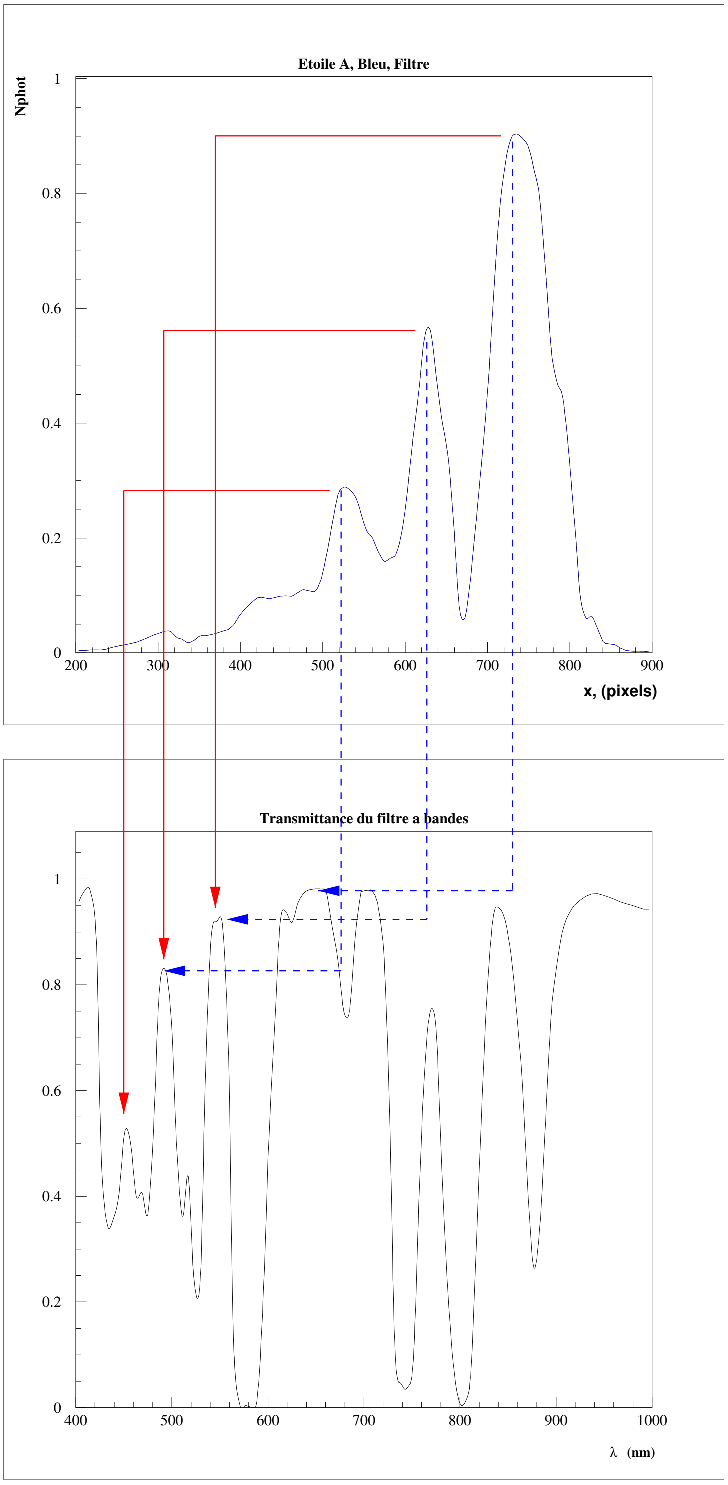


FIG. 4.4 – *Illustration de l'indétermination en bleu. Nous comparons ici le spectre de l'étoile A1V pris sur le* MARLY*, dans la bande bleue, en utilisant le filtre à bandes, avec la transmittance de ce dernier. Il apparait que les pics (*$x = 523$*,* $x = 625$*,* $x = 743$*) peuvent aussi bien correspondre aux maximas (*$\lambda = 453$ nm*,* $\lambda = 492$ nm*,* $\lambda = 547$ nm*) qu'aux maximas (*$\lambda = 492$ nm*,* $\lambda = 547$ nm*,* $\lambda = 644$ nm*) du spectre.*

initiale a disparu. Considérons par exemple le rapport $W(x, \delta)$, calculé avec les spectres de l'étoile $A1V$, dans la bande bleue (figure 4.5). Les extrema ($x = 523$, $x = 625$, $x = 743$) de $W(x, \delta)$ s'identifient assez facilement avec les maxima ($\lambda = 453$ nm, 492 nm, 547 nm) de la transmittance du filtre à bandes. La seconde solution évoquée plus haut semble donc être la bonne.

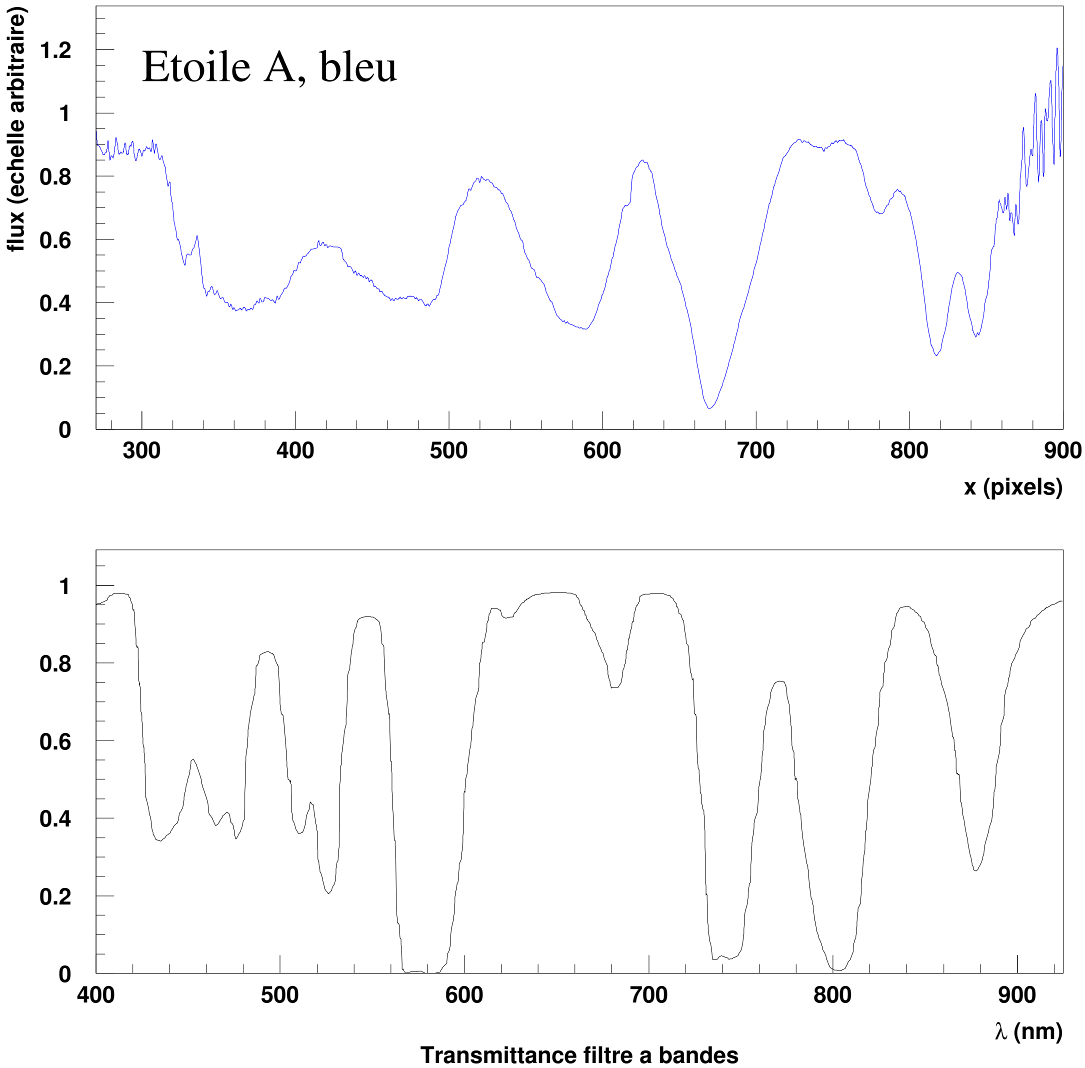
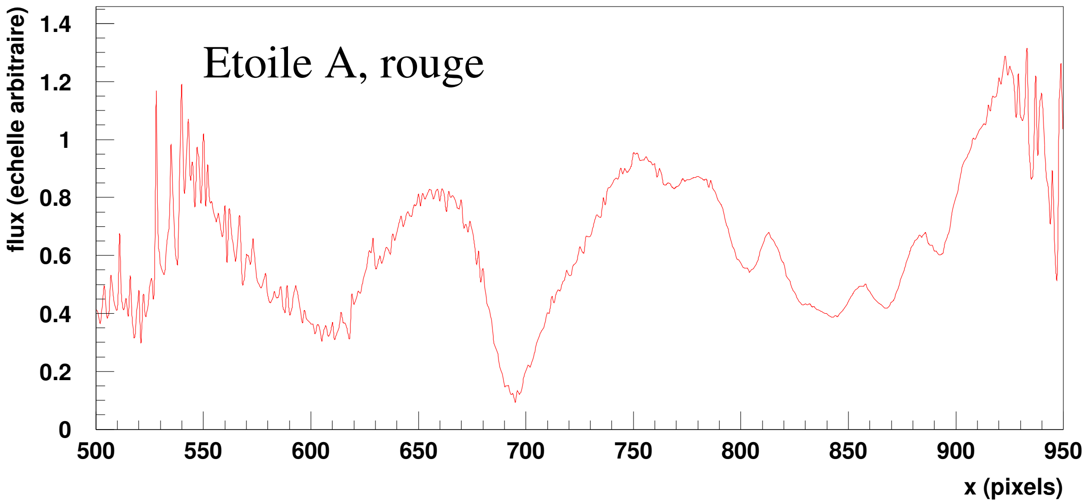


FIG. 4.5 – *Comparaison du rapport des spectres obtenus avec et sans filtre à bandes —* $W(x, \delta = 5)$ *— et de la transmittance du filtre à bandes, pour l'étoile A, dans la voie bleue. On notera que la dispersion du prisme est d'autant plus importante que la longueur d'onde est petite.*

Positionnement de nos filtres Il est difficile à ce stade de l'analyse de donner un positionnement exact de nos filtres. On remarque cependant que la totalité de la structure du filtre à bandes est visible sur les rapports $W(x, \delta)$ bleu et rouge, ce qui implique que les transmittances $\mathcal{B}_{EROS}$ et $\mathcal{R}_{EROS}$ sont non nulles dans la zone 400 nm $< \lambda <$ 1000 nm. Nos deux filtres sont



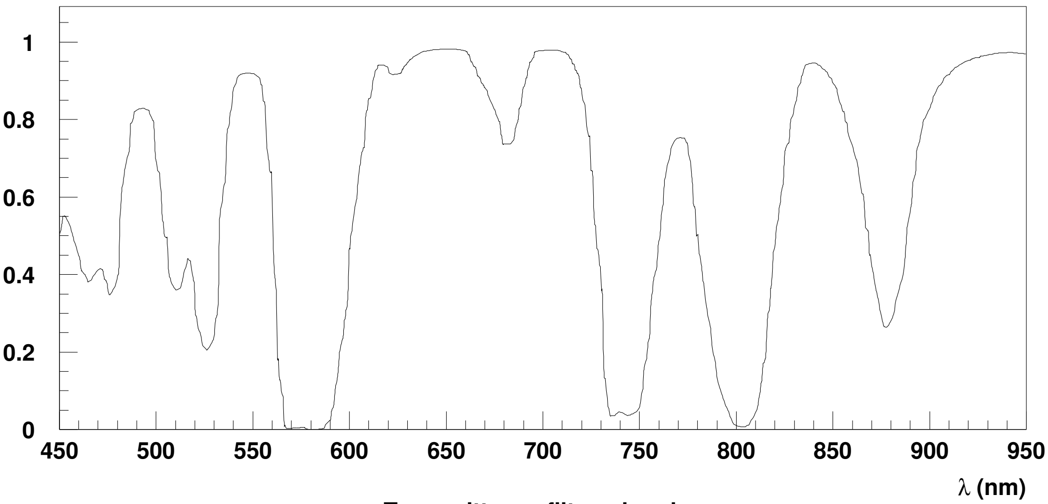


FIG. 4.6 – *Comparaison du rapport $W(x, \delta = 11)$ et de la transmittance du filtre à bandes pour l'étoile A, dans la voie rouge. Remarquer que les extrema du rapport, situés au-delà de 800 pixels sont très peu marqués. En effet, le prisme étant moins dispersif dans cette zone, l'effet de convolution avec la PSF se fait plus fortement sentir.*

donc très larges, et s'interpénètrent assez fortement.

Effet de convolution Le dernier point notable, à ce stade, est l'effet de convolution par la PSF, nettement visible sur les figures (4.5) et (4.6). On remarque que les extrema des rapports $W(x, \delta)$ correspondant à des longueurs d'ondes supérieures à 650 nm sont moins marqués, et plus difficilement identifiables, surtout en rouge. Nous verrons par la suite comment quantifier cet effet. Notons dès maintenant que son importance est variable suivant les images en fonction de la focalisation de l'instrumenent. Pour l'étoile M, cet effet de convolution est trop important pour permettre l'identification précise des extrema. Nous avons donc exclu cette étoile de notre analyse.

4.2.2 Détermination de la loi de dispersion du prisme

Pour déterminer $x(\lambda)$, il suffit d'identifier les positions en pixels des extrema x_i du *rapport* $W(x, \delta)$ correpondants à ceux du filtre à bandes. On peut alors ajuster sur ces points une fonction $\lambda(x)$, de la forme :

$$\lambda(x) = \alpha(x - a) + \beta + \frac{1}{x - a} \tag{4.5}$$

En fait la situation est un petit peu plus compliquée : en effet, la position de ces extrema dépend du décalage relatif δ du spectre non filtré par rapport au spectre filtré, décalage qui doit être déterminé avec précision. Nous avons adopté une démarche itérative :

1. Nous estimons une première valeur approximative du décalage, δ_0. (recalage des spectres à l'œil en s'appuyant sur quelques raies identifiées du spectre $S_\star$ présentes dans les deux spectres filtré et non filtré)
2. Nous repérons les positions, en x et en λ, des extrema associés de $W(x, \delta)$ et $T_B(\lambda)$: $x_i^\delta(\lambda_i)$. Nous accédons ainsi à une première détermination de $\lambda(x)$. Nous déterminons en fait indépendamment, en rouge et en bleu deux fonctions $\lambda(x)$. L'ajustement étant quelque peu instable, nous ajustons simultanément les paramètres α et a sur les deux étoiles A et G de notre analyse.
3. Nous pouvons maintenant comparer directement $W(x(\lambda), \delta)$ et $T_B(\lambda)$. On détermine δ en maximisant la fonction de corrélation :

$$\mathrm{Corr}(\delta) = \frac{1}{\|W\| \|T_B\|} \int \tilde{W}\left(x(\lambda), \delta\right)\ \tilde{T}_B(\lambda) d\lambda \tag{4.6}$$

   où

$$\begin{cases} \tilde{W}(x, \delta) = W(x) - \langle W \rangle \\ \tilde{T}_B(\lambda) = T_B(\lambda) - \langle T_B \rangle \end{cases}$$

4. On peut ensuite revenir en 2, et itérer, jusqu'à obtenir un rapport $W(x, \delta)$, en accord satisfaisant avec $T_B(\lambda)$.

Les figures (4.7) et (4.8) présentent la fonction de dispersion obtenue, pour les étoiles A et G, en bleu et en rouge. Nous comparons, sur les figures (4.9) et (4.10) les rapports $W(x, \delta)$ obtenus pour l'étoile A, en bleu et en rouge, et la transmittance du filtre à bandes, $T_B(\lambda)$. Les extrema de W et de T_B coïncident. Les différences observées sont dues à l'effet de convolution dont nous avons parlé plus haut.

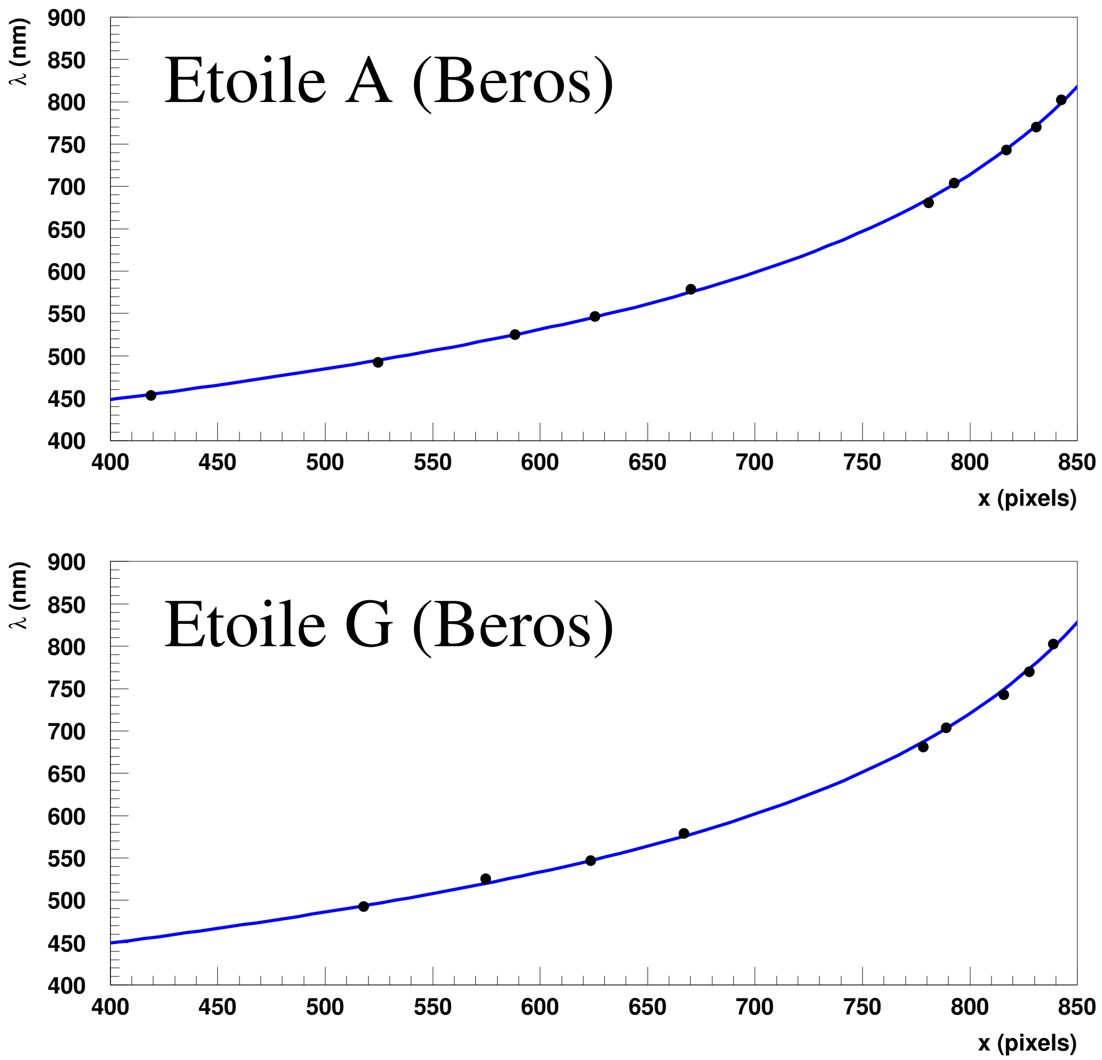


FIG. 4.7 – *Fonction de dispersion obtenue à la fin de l'analyse itérative décrite en 4.2.2, dans la bande $\mathcal{B}_{EROS}$, pour les étoile A (haut) et G (bas). Les paramètres α et a de la formule (4.5) ont été ajustés simultanément sur les deux étoiles A et G.*

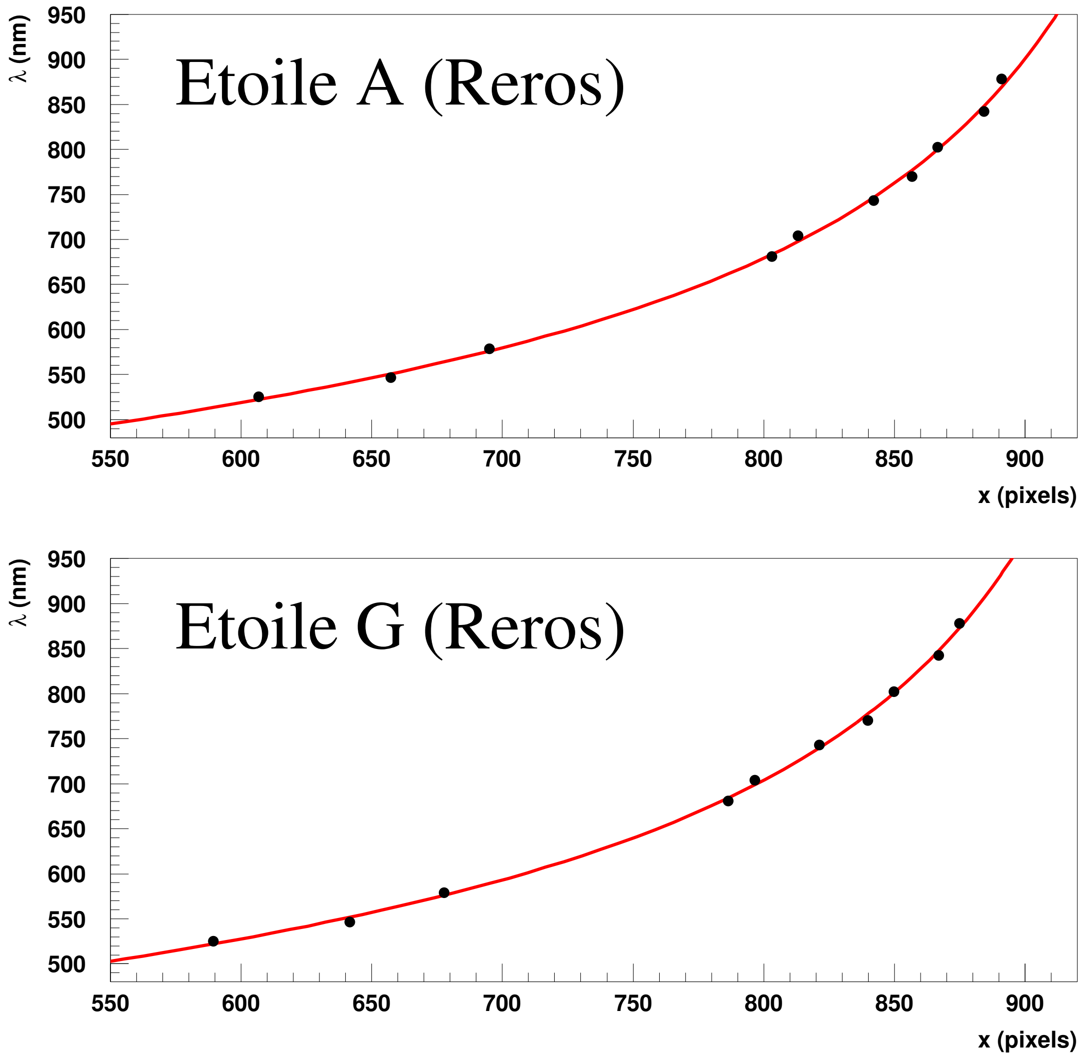


FIG. 4.8 – *Fonction de dispersion obtenue à la fin de l'itération, dans la bande $\mathcal{R}_{EROS}$, pour les étoiles A (haut) et G (bas).*

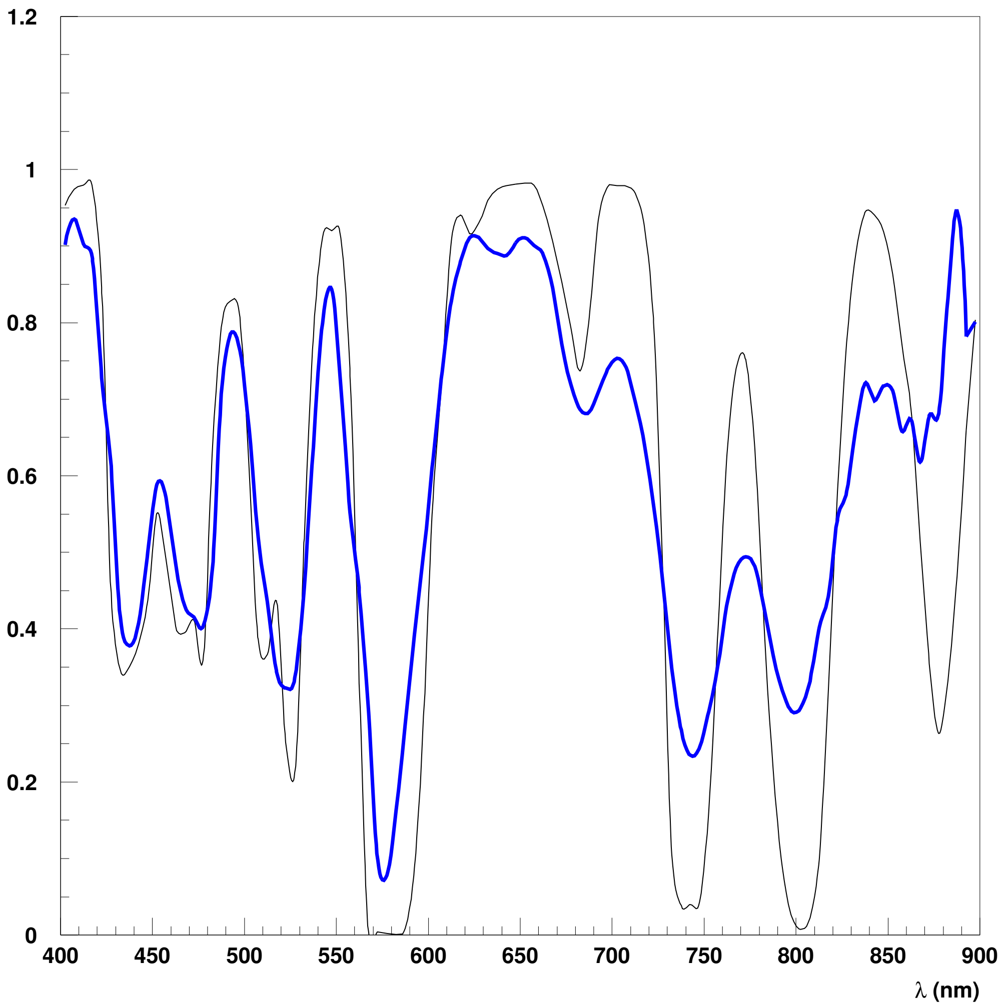


FIG. 4.9 – *Rapport $W(x, \delta)$ pour l'étoile A, dans la bande B_{EROS} et transmittance du filtre à bandes. Les extrema des deux courbes coïncident bien, ce qui indique que $\lambda(x)$ a été correctement redéterminée. Les différences entre les deux courbes sont dues aux effets de convolution.*

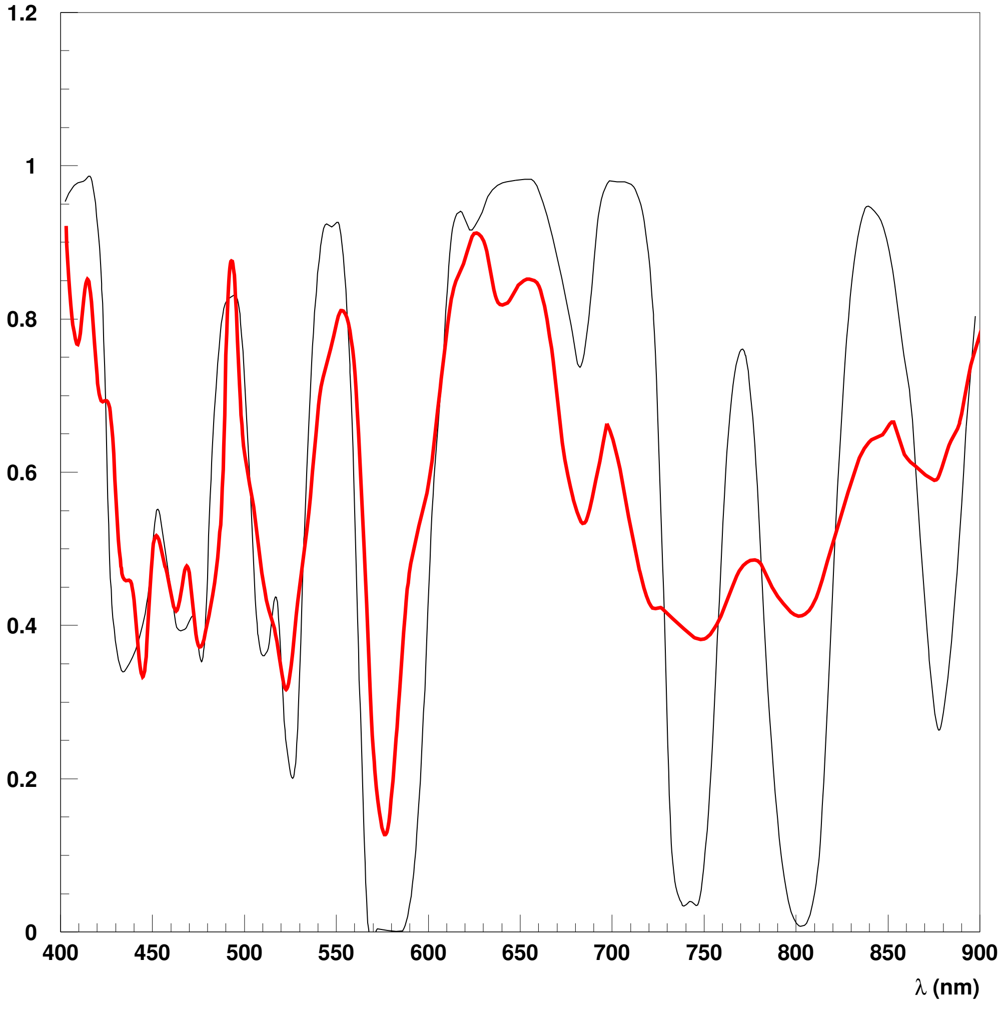


FIG. 4.10 – *Rapport* $W(x, \delta)$ *pour l'étoile A, dans la bande* R_{EROS} *et transmittance du filtre à bandes. De même que pour la figure (4.9) on constate que les deux courbes sont en accord, aux effets de convolution près.*

Nous disposons maintenant de tous les éléments pour quantifier cet effet, et ainsi évaluer la précision de notre mesure. Nous comparons figure (4.11) le rapport $W(x(\lambda), \delta)$ pour l'étoile A, dans la bande bleue, à la transmittance du filtre à bandes convoluée avec une PSF que l'on modélise par une gaussienne de largeur variable. Nous constatons qu'en faisant croitre la largeur de la PSF de $\sigma(\lambda = 400) \sim 1$ nm à $\sigma(\lambda = 850) \sim 20$ nm, il est possible de reproduire de manière satisfaisante la forme de $W(x(\lambda), \delta)$. Les précisions typiques de nos mesures sont donc 10 nm pour la bande $\mathcal{B}_{EROS}$, et 20 nm pour $\mathcal{R}_{EROS}$.

4.2.3 Bandes passantes

Nous pouvons à présent déterminer la forme des filtres $\mathcal{B}(\lambda)$ et $\mathcal{R}(\lambda)$ d'après la formule (1). Nous avons calculé deux transmittances, en utilisant les spectres de l'étoile A, puis ceux de l'étoile G. Ces deux déterminations sont compatibles entre elles à 10% près. Nous les avons moyennées, pour donner des transmittances finales normalisées à 1 (table 4.2).

Nous remarquons figure (4.12), que nos bandes sont particulièrement larges : $\mathcal{B}_{EROS}$ englobe les filtres standard V_j et R_c. $\mathcal{R}_{EROS}$ se rapproche plutôt de I_c. Nous sommes donc plutôt en accord avec la solution (2) de (Bauer, 1997). Notons que :

1. $\mathcal{B}_{EROS}(\lambda)$ est maximal en $\lambda = 620$ nm
2. $\mathcal{R}_{EROS}(\lambda)$ est maximal en $\lambda = 770$ nm

De manière plus précise, on peut définir pour chaque filtre une longueur d'onde équivalente :

$$\bar{\lambda} = \frac{\int \lambda F(\lambda) d\lambda}{\int F(\lambda) d\lambda} \tag{4.7}$$

ainsi qu'un moment d'ordre 2 (équivalent à une « demi-largeur ») :

$$\mu^2(F) = \frac{\int (\lambda - \bar{\lambda})^2 F(\lambda) d\lambda}{\int F(\lambda) d\lambda} \tag{4.8}$$

et calculer ces grandeurs pour les filtres EROS et des filtres standards (prescriptions de (Bessell, 1990)) :

	$\mathcal{B}$	$\mathcal{R}$	B	V	R	I
λ_{eq} (nm)	600	762	429	543	647	807
$\Delta\lambda$ (nm)	78	85	29	36	64	46

Nous allons tout d'abord comparer ces résultats à la solution numéro 2 de (Bauer, 1997), puis à des bandes théoriques, calculées à partir de la transmittance du cube dichroïque et de l'efficacité quantique de nos CCD. Après quoi nous utiliserons des observations complémentaires (étoiles de Landolt, observations communes EROS / 1.54m Danois) pour les normaliser, puis tester leur validité.

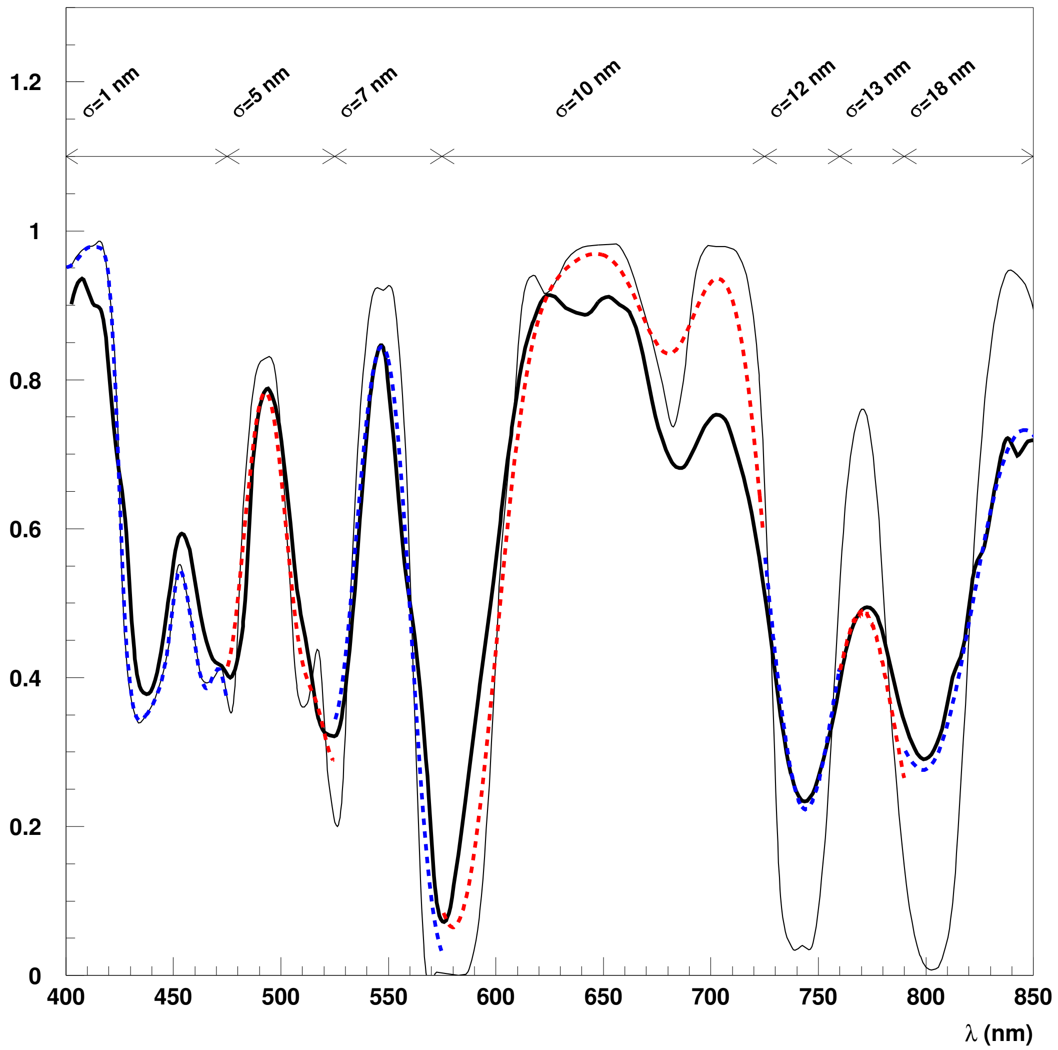


FIG. 4.11 – *Effet de convolution : en noir (traits gras) nous avons représenté le rapport* $W(x(\lambda), \delta)$ *pour l'étoile A, dans la bande* B_{EROS} *; en traits fins, la transmittance du filtre à bandes* $T_B(\lambda)$*, et en pointillés, cette transmittance convoluée avec une gaussienne de largeur variable, croissante avec la longueur d'onde. On peut ainsi correctement reproduire le rapport* $W(x(\lambda), \delta)$*. Il est difficile d'aller plus loin, car nous ne connaissons pas la forme exacte de la PSF. Nous pouvons cependant ainsi estimer notre précision :* ~ 5 nm *dans le bleu,* ~ 20 nm *dans la bande rouge.*

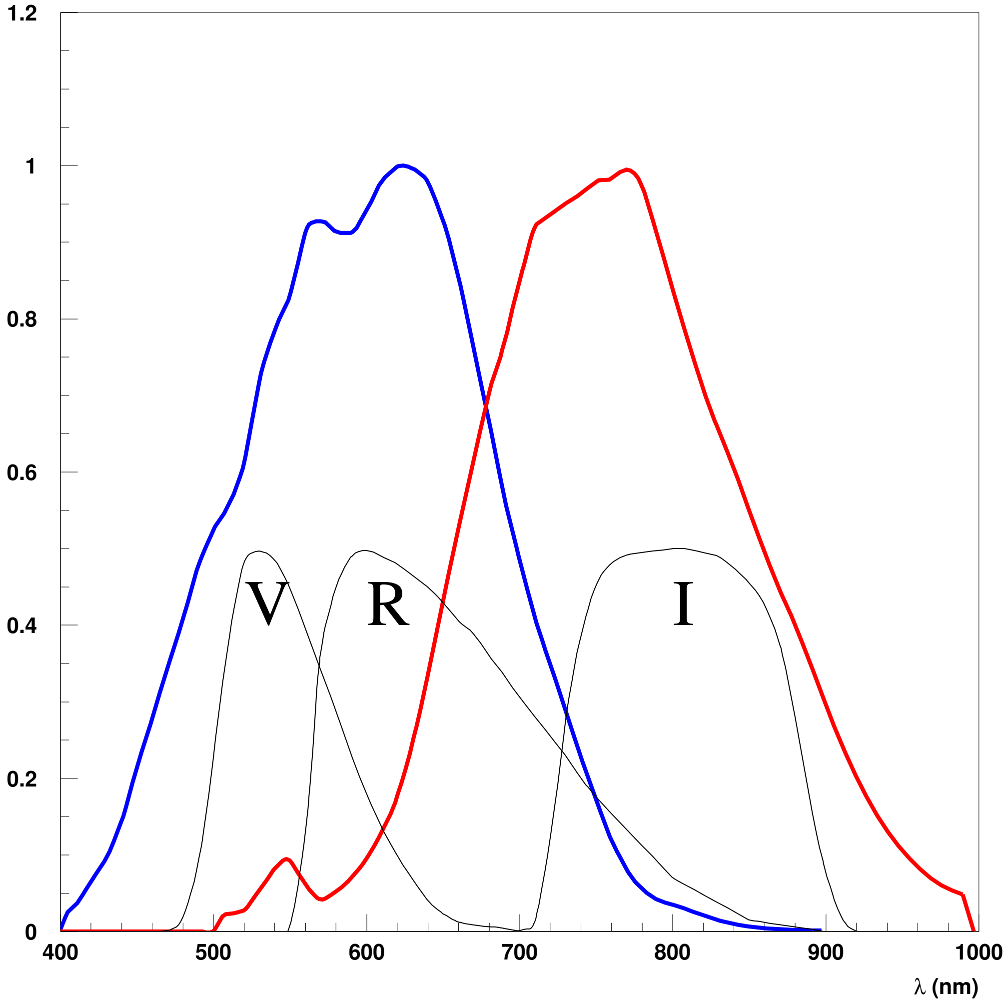


FIG. 4.12 – *En gras : Transmittances $\mathcal{B}(\lambda)$ et $\mathcal{R}(\lambda)$, normalisées à 1. Il s'agit de la moyenne des transmittances déterminées avec les étoiles A et G. En traits fins : filtres standards V, R, I utilisés par (Landolt, 1992).*

λ (nm)	T_{B_a}	T_{B_g}	T_B	λ (nm)	T_{R_a}	T_{R_g}	T_R
400.0	0.018	0.020	0.019	500.0	0.020	0.014	0.017
410.0	0.040	0.027	0.034	510.0	0.025	0.020	0.023
420.0	0.075	0.056	0.065	520.0	0.030	0.024	0.027
430.0	0.089	0.101	0.095	530.0	0.056	0.051	0.054
440.0	0.152	0.135	0.143	540.0	0.090	0.078	0.084
450.0	0.229	0.202	0.216	550.0	0.103	0.089	0.096
460.0	0.283	0.272	0.278	560.0	0.066	0.053	0.059
470.0	0.375	0.317	0.346	570.0	0.043	0.039	0.041
480.0	0.415	0.400	0.407	580.0	0.052	0.050	0.051
490.0	0.501	0.456	0.479	590.0	0.074	0.067	0.070
500.0	0.558	0.495	0.526	600.0	0.096	0.092	0.094
510.0	0.582	0.526	0.554	610.0	0.134	0.125	0.130
520.0	0.643	0.578	0.611	620.0	0.177	0.173	0.175
530.0	0.750	0.695	0.722	630.0	0.244	0.245	0.245
540.0	0.804	0.771	0.787	640.0	0.334	0.336	0.335
550.0	0.848	0.808	0.828	650.0	0.434	0.428	0.431
560.0	0.929	0.905	0.917	660.0	0.542	0.514	0.528
570.0	0.940	0.923	0.931	670.0	0.643	0.592	0.617
580.0	0.922	0.904	0.913	680.0	0.724	0.687	0.705
590.0	0.924	0.898	0.911	690.0	0.784	0.752	0.768
600.0	0.953	0.929	0.941	700.0	0.851	0.853	0.852
610.0	0.993	0.970	0.981	710.0	0.922	0.921	0.921
620.0	1.000	1.000	1.000	720.0	0.935	0.938	0.936
630.0	1.000	0.997	0.998	730.0	0.953	0.949	0.951
640.0	0.990	0.969	0.980	740.0	0.963	0.964	0.963
650.0	0.939	0.920	0.930	750.0	0.974	0.987	0.980
660.0	0.864	0.848	0.856	760.0	0.979	0.984	0.982
670.0	0.765	0.759	0.762	770.0	1.000	1.000	1.000
680.0	0.661	0.670	0.665	780.0	0.972	0.975	0.973
690.0	0.561	0.567	0.564	790.0	0.923	0.893	0.908
700.0	0.483	0.485	0.484	800.0	0.859	0.815	0.837
710.0	0.406	0.412	0.409	810.0	0.800	0.740	0.770
720.0	0.345	0.352	0.349	820.0	0.737	0.679	0.708
730.0	0.286	0.290	0.288	830.0	0.686	0.618	0.652
740.0	0.224	0.230	0.227	840.0	0.640	0.570	0.605
750.0	0.168	0.176	0.172	850.0	0.578	0.519	0.549
760.0	0.114	0.122	0.118	860.0	0.524	0.467	0.495
770.0	0.076	0.082	0.079	870.0	0.468	0.420	0.444
780.0	0.052	0.057	0.054	880.0	0.428	0.372	0.400
790.0	0.040	0.042	0.041	890.0	0.375	0.324	0.349
800.0	0.035	0.035	0.035	900.0	0.313	0.281	0.297
810.0	0.028	0.029	0.029	910.0	0.259	0.229	0.244
820.0	0.021	0.021	0.021	920.0	0.214	0.188	0.201
830.0	0.014	0.015	0.015	930.0	0.173	0.152	0.163
840.0	0.010	0.009	0.010	940.0	0.141	0.123	0.132
850.0	0.007	0.007	0.007	950.0	0.111	0.099	0.105
860.0	0.005	0.004	0.005	960.0	0.089	0.079	0.084
870.0	0.004	0.003	0.003	970.0	0.070	0.064	0.067
880.0	0.002	0.002	0.002	980.0	0.058	0.053	0.055
890.0	0.002	0.001	0.002	990.0	0.050	0.047	0.048
900.0	0.002	0.001	0.002	1000.0	0.048	0.046	0.047

TAB. 4.2 – *Valeurs numériques des transmittances des filtres $\mathcal{B}_{EROS}$ et $\mathcal{R}_{EROS}$, normalisées à 1, et moyenne des deux solutions déterminées avec les étoiles A et G.*

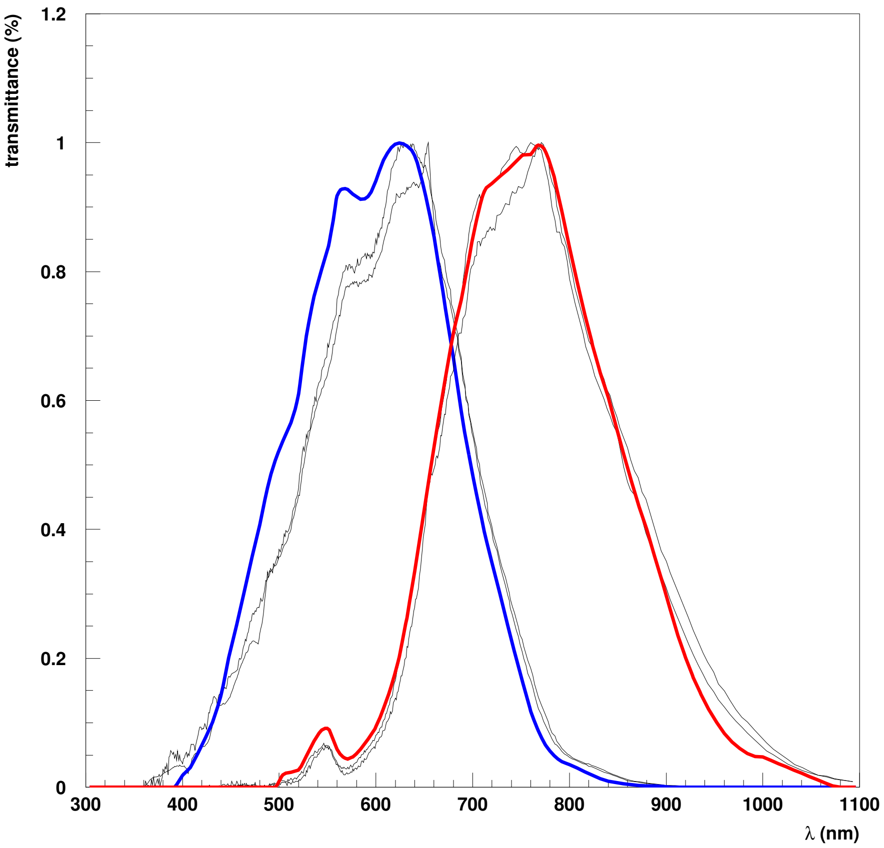


FIG. 4.13 – *Nos transmittances (en gras), comparées avec la solution n^o^ 2 de (Bauer, 1997), représentée ici en traits fins.*

4.3 Comparaison à d'autres déterminations

4.3.1 Comparaison à la solution n^o 2 de (Bauer, 1997)

Nous comparons figure (4.13) les transmittances que nous venons de déterminer, avec la solution n^o 2 de (Bauer, 1997). Ces deux déterminations sont à peu près en accord, sauf en deux endroits :

1. Dans la zone 400 nm $< \lambda <$ 600 nm, nous mesurons une transmittance bleue plus élevée de 20 % environ. Il s'agit là d'un désaccord assez important, que nous allons devoir tester.
2. Nos deux solutions $\mathcal{R}(\lambda)$ diffèrent légèrement pour $\lambda >$ 900 nm. Nous avons déjà signalé qu'il était difficile de bien contrôler nos mesures dans cette zone.

4.3.2 Comparaisons aux bandes théoriques

La comparaison est un peu plus délicate. L'efficacité quantique de nos CCD a été déterminée par J. de Kat, mais cette mesure n'est vraiment fiable que dans la zone 600 nm $< \lambda <$ 1000 nm. Par ailleurs, nous l'avons signalé, les bandes passantes que nous mesurons sont le produit de

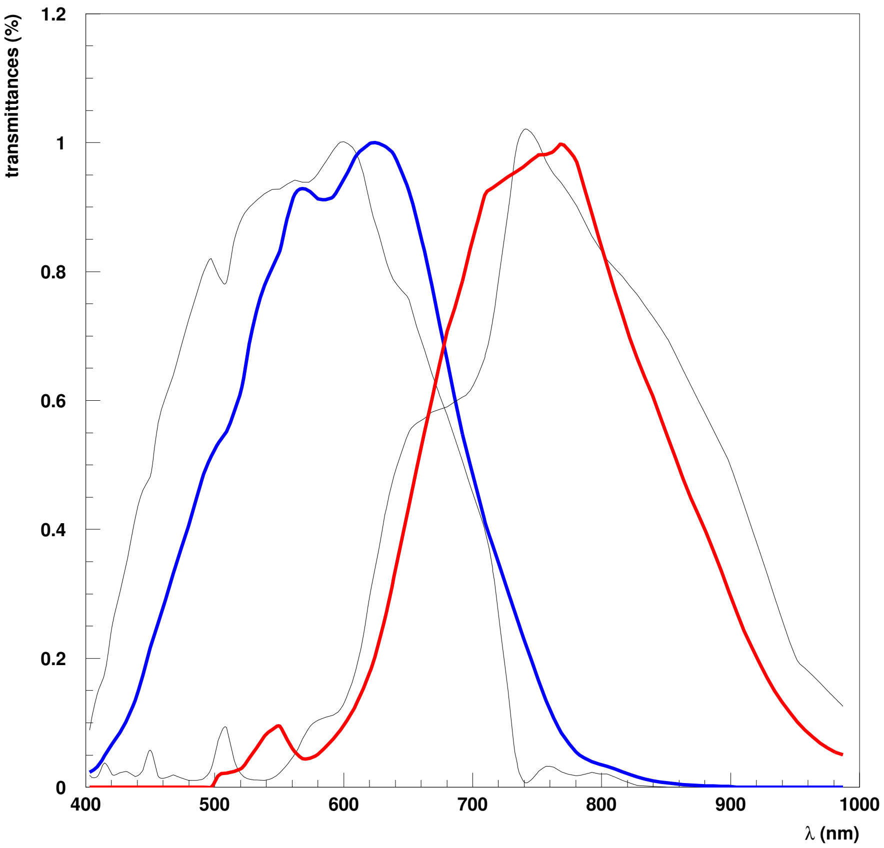


FIG. 4.14 – *Nos transmittances (en gras), comparées avec le produit (traits fins) de la transmittance du cube dichroïque par l'efficacité quantique de nos CCD, remesurée par Jean de Kat.*

nombreuses transmittances assez mal connues. Nous ne pouvons donc pas reconstruire un modèle théorique précis des bandes passantes EROS, et nous nous contenterons de comparer (figure 4.14) nos mesures au produit de l'efficacité quantique de nos CCD par la transmittance des bandes données par la SESO.

On remarque que dans la zone 600 nm $< \lambda <$ 850 nm, les bandes passantes théoriques sont en bon accord avec nos mesures. Les différences observées sont probablement dues à la non-uniformité du cube. Dans la zone $\lambda <$ 600 nm, le désaccord est important. La transmittance atmosphérique dans cette région est de 70% environ et ne permet pas d'expliquer la différence observée. On peut éventuellement penser que l'efficacité quantique des CCD dans cette zone a été surestimée. Enfin, pour $\lambda >$ 900 nm, notre mesure est moins fiable, et il est possible que nous ayons sous-estimé la valeur de la transmittance rouge dans cette région.

4.4 Observations complémentaires

Nous allons maintenant présenter les observations complémentaires utilisées pour tester, puis normaliser nos filtres. Ces données se répartissent en deux lots : d'une part, des observations régulières d'étoiles de Landolt, réalisées avec le MARLY, et d'autre part, le croisement d'observations réalisées avec le MARLY et le 1.54m Danois d'étoiles des barres des deux nuages de Magellan.

Comme nous désirons utiliser ces données pour normaliser puis tester la forme des transmittances du MARLY, nous devons être en mesure d'associer un spectre à chaque étoile — l'idéal serait bien sûr d'utiliser des standards spectrophotométriques. Nous allons montrer qu'il est toutefois possible d'approcher de manière satisfaisante le spectre de chaque étoile par une fonction de corps noir, dont la température et la normalisation sont déterminés à partir des données photométriques.

4.4.1 Les étoiles de Landolt

EROS2 observe régulièrement — quelques nuits par mois — des champs contenant des étoiles standard de Landolt (Landolt, 1992), plus précisément les zones `SA92`, `SA95`. Ces champs sont définis de manière à ce que la plupart des standards soient situées sur les CCD 5 et 6 de chaque mosaïque. Nous avons déterminé pour les étoiles observées fin 1997 et début 1998 des flux, corrigés de l'absorption atmosphérique :

***Photométrie* PEIDA *et photométrie* `sextractor`** Les flux des standards de Landolt ont été estimés d'une part avec la classe `PhotFixedApLB` de `Peida`, d'autre part, à l'aide de la photométrie d'ouverture, en principe plus performante de `sextractor` (Bertin & Arnouts, 1996). Les flux obtenus par les deux méthodes sont compatibles à mieux que 1%. Afin de pouvoir comparer notre calibration à celle de (Hardin, 1998), c'est finalement la photométrie `sextractor` qui a été retenue.

Détermination de l'absorption moyenne dans les bandes EROS La principale difficulté tient au fait que beaucoup de champs de Landolt ne semblent pas avoir été pris dans des conditions photométriques. Il semble (figure 4.15) que de nombreuses observations, surtout à partir de novembre 1997, montrent des étoiles, qui, à airmass égal, sont sous-lumineuses de 5 à 10 %. Il n'a pas été possible de savoir si cela était dû à des problèmes météorologiques, ou techniques (obturateur, salissure soudaine du miroir), et ces images ont été éliminées.

Les flux moyens corrigés de l'absorption atmosphérique ont été déterminés pour chaque étoile standard, à l'aide des images restantes (figures 4.16 et 4.17). Nous avons observé dans les bandes B_{EROS} et R_{EROS} une absorption moyenne par unité d'airmass de :

$$\begin{cases} k_B & = 0.11 \quad (.02) \\ k_R & = 0.074 \ (.007) \end{cases}$$

en accord avec ce qu'avait déterminé (Bauer, 1997) en 1996.

4.4.2 Les observations MARLY/Danois de `cp001`

Nous disposons du résultat d'observations d'étoiles des barres du LMC et du SMC faites en 1997 par J.-P. Beaulieu, avec le 1.54m Danois, dans les bandes B, V_j, R_c et I_c. Les mêmes zones des nuages de Magellan sont régulièrement observées par EROS2, dans le cadre des recherches de microlentilles (champs `lm` et `sm`) ou d'étoiles variables (champs `cp`). Une fraction de ce catalogue

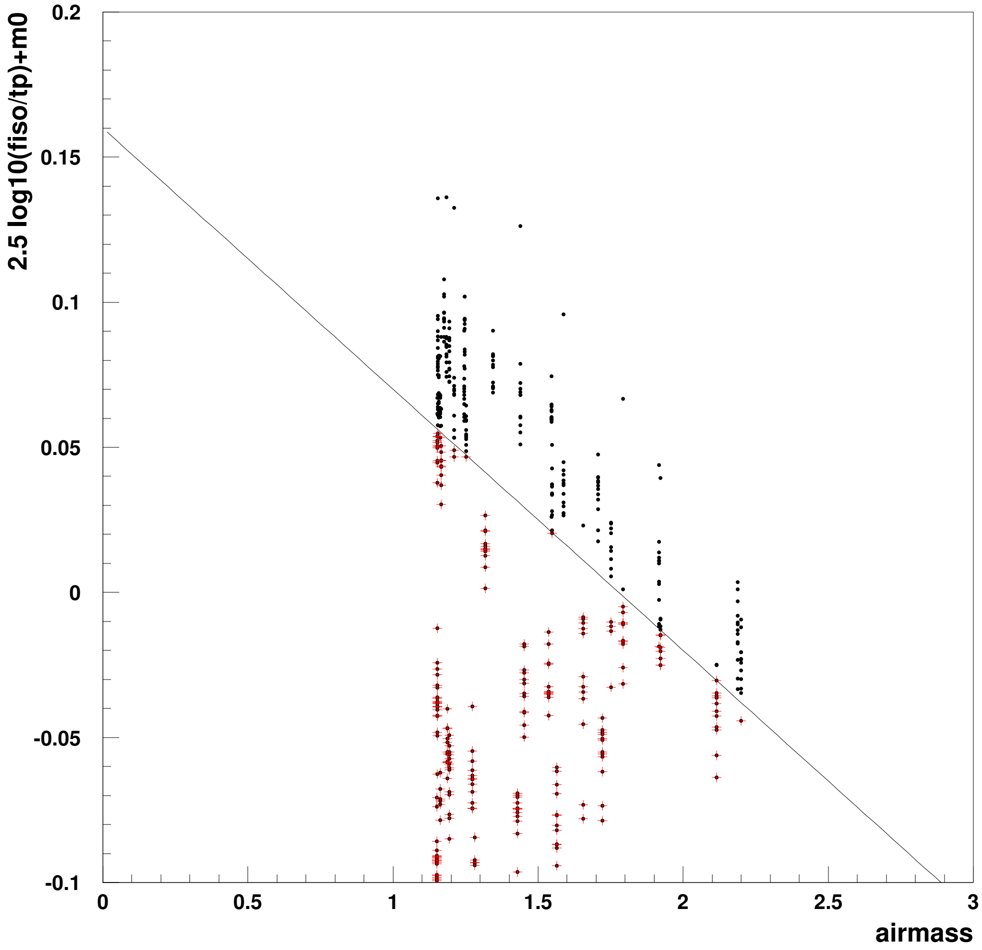


FIG. 4.15 – *Diagramme magnitude vs. masse d'air (*airmass*) pour les étoiles de Landolt du champ* `cal36`*. Pour chaque étoile nous avons tout d'abord calculé une magnitude approximative m_0 en moyennant toutes les mesures à faible airmass disponibles, puis porté $m - m_0$ en fonction de l'airmass. Nous constatons qu'un certain nombre de mesures prises majoritairement en novembre 1997, sont plus faibles de 10 % environ. Cela peut-être dû au mauvais temps, ou à des problèmes d'obturateur. La droite définit une frontière arbitraire entre « bonnes » mesures (points noirs) et « mauvaises » mesures (croix rouges). Ces dernières ont été éliminées.*

a été recalée avec les étoiles des CCD 5 (quarts **k** et **m**) et 6 (quart **m**) du champ `cp001` par J.-B. Marquette. Nous disposons donc de 10000 étoiles environ, observées dans les bandes standard et dans les bandes EROS. Les flux mesurés sur le 1.54m Danois ont été calibrés par J.-P. Beaulieu. Nous avons corrigé les flux EROS en utilisant les valeurs des coefficients d'absorption déterminées en 4.4.1.

Le principal défaut de ces données est dû à la photométrie : sur les images EROS, l'encombrement et l'échantillonnage induisent une assez grande dispersion dans les mesures. Toutefois, comme nous disposons d'une grande quantité d'étoiles, une étude statistique est possible. Une

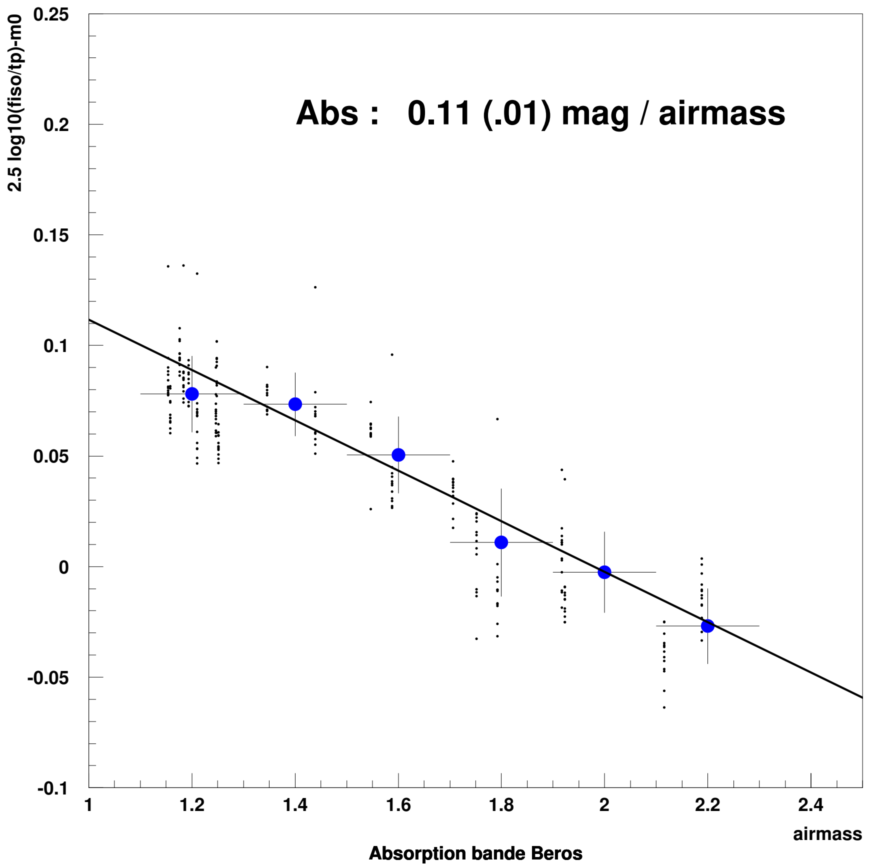


FIG. 4.16 – *Absorption moyenne dans la bande B_{EROS}. Les mesures incorrectes mises en évidence figure (4.15) ont été éliminées. Le faible nombre de mesures nous empêche de chercher une variation de l'absorption avec la couleur de l'étoile.*

seconde source d'erreurs réside dans les éventuelles mauvaises identifications des étoiles des deux catalogues : certaines étoiles du catalogue de J.-P. Beaulieu peuvent être associées à deux ou trois étoiles EROS. Pour l'éviter, nous avons imposé des coupures sévères sur la distance d'association de chaque étoile.

4.4.3 Approximation de spectres stellaires par des corps noirs

Afin d'utiliser les données complémentaires décrites plus haut pour normaliser ou tester nos transmittances, nous devons être en mesure d'associer un spectre à chaque étoile. Pour ce faire, nous allons montrer qu'il est possible d'approcher dans la zone 400 nm $< \lambda <$ 1000 nm, le spectre de chaque étoile par un spectre de corps noir, dont la température et la normalisation peuvent-être déterminées à partir des données photométriques dont nous disposons. Nous verrons que cette approximation est satisfaisante, dans la mesure où les flux EROS synthétiques, calculés à partir du spectre d'une étoile ou de son approximation par un corps noir diffèrent de moins de 1%.

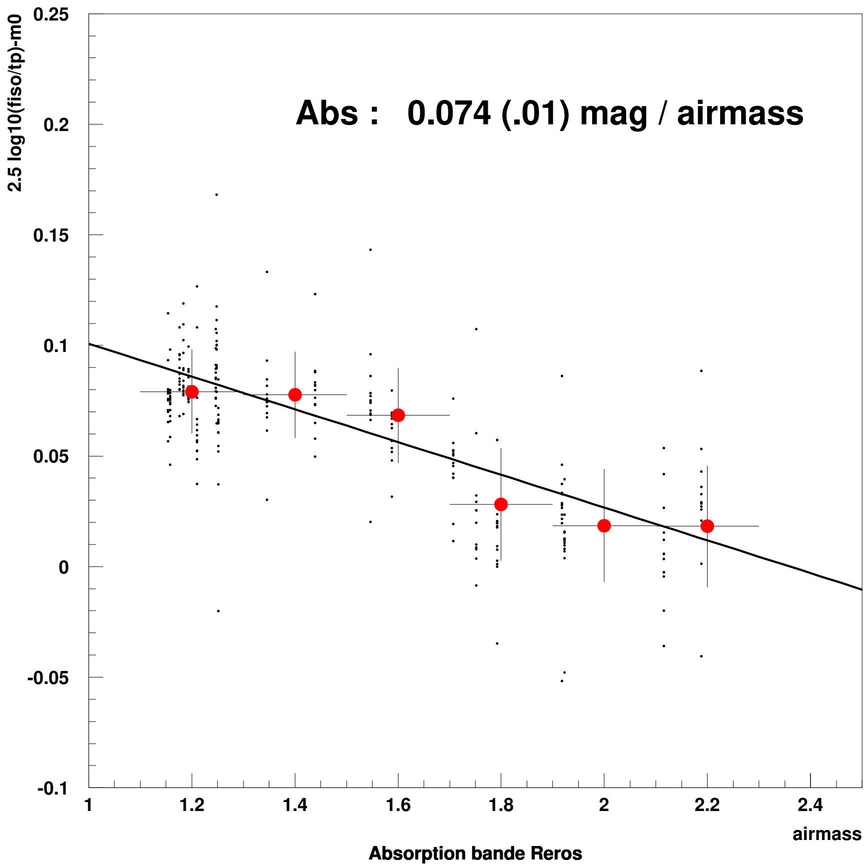


FIG. 4.17 – *Absorption moyenne dans la bande* R_{EROS}.

Température de couleur Pour définir son système photométrique, Landolt donne les transmittances de ses filtres, ainsi que l'efficacité quantique moyenne des photomètres qu'il a utilisé. A partir de ces données et d'un spectre de corps noir[4] donné par :

$$B_T(\lambda) = \frac{8\pi hc}{\lambda^4} \times \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1} \tag{4.9}$$

il est possible de calculer des magnitudes synthétiques[5] :

$$m_{BVRI}(T) = -2.5\ \log_{10}\left(\int F_{BVRI}(\lambda) B_T(\lambda) d\lambda\right) + PZ_{BVRI} \tag{4.10}$$

puis des indices de couleur : $(B-V)(T)$, $(V-R)(T)$, $(R-I)(T)$, $(V-I)(T)$ etc...En inversant ces dernières fonctions, on construit les fonctions théoriques donnant, pour un indice de couleur donné, la température de couleur correspondante.

[4]en γ m^{-2} s^{-1} nm^{-1}

[5]$F_{BVRI}(\lambda)$ désigne la transmittance des filtres multipliée par l'efficacité quantique des photomètres de Landolt. Les points zéro PZ_{BVRI} ont été recalculés pour ce système en utilisant des standards spectrophotométriques étudiés par Hamuy (Hamuy *et al.*, 1992; Hamuy *et al.*, 1994b) et Landolt (Landolt, 1992)

Ces fonctions $T_c(B-V)$, $T_c(V-R)$ etc…peuvent être utilisées pour déterminer les températures spectrales de vraies étoiles *dans la zone où les spectres de celles-ci peuvent être assimilés à des corps noirs* — ce qui n'est pas le cas pour le filtre U.

Normalisation La normalisation du spectre, N, dépend essentiellement de la distance de l'étoile et de son rayon. Elle est aisée à calculer, à l'aide d'une magnitude m, une fois la température de couleur connue :

$$N = \frac{10^{-0.4\ (m-PZ)}}{\int F(\lambda) B_{T_c}(\lambda) d\lambda} \tag{4.11}$$

La méthode a été testée sur les standards spectrophotométriques étudiés par (Hamuy *et al.*, 1992; Hamuy *et al.*, 1994b). Pour chaque étoile, les températures $T_c(B-V)$, $T_c(V-R)$ etc…sont compatibles entre elles à quelques centaines de K près ($<$ 10%). La figure (4.18) montre les spectres de quatre de ces standards, ainsi que le spectre de corps noir approché.

Application aux filtres EROS Il importe surtout de vérifier que notre approximation est correcte, i.e. que les magnitudes EROS « synthétiques » calculées avec le spectre de ces étoiles diffèrent aussi peu que possible des magnitudes synthétiques, calculées avec le spectre de corps noir approché. La figure (4.19) montre qu'une telle approximation conduit à sous-estimer la magnitude de l'étoile de moins de 0.01 magnitude en moyenne, avec une dispersion $\sigma \sim 0.01$mag.

Cette méthode a été appliquée aux étoiles de Landolt que nous suivons régulièrement. La table (4.3) résume pour chaque étoile la température de couleur et les magnitudes EROS synthétiques calculées à l'aide de l'approximation de corps noir.

4.5 Tests de nos bandes passantes

4.5.1 Vérification du positionnement des bandes passantes EROS

Le premier test que nous allons faire, très simple, utilise les flux observés avec le MARLY et le 1.54m Danois, et nous permet de vérifier le positionnement en longueur d'onde de nos filtres. Rappelons que la bande passante bleue que nous avons déterminée recouvre le V et le R standard, et que notre filtre rouge se rapproche plutôt du I.

Supposons que nous comparions les magnitudes d'une même étoile, dans deux deux filtres différents F_1 et F_2. On aura :

$$m_{F_1} = m_{F_2} + \alpha \times \text{couleur} + PZ \tag{4.12}$$

où α sera positif (resp. négatif) si le filtre F_1 est « plus bleu » (resp. « plus rouge ») que le filtre F_2. Nous pouvons comparer de cette manière les flux EROS et les flux dans les filtres standards, et, en étudiant le signe de α, vérifier le positionnement de nos filtres.

On vérifie sur la figure (4.20) que la bande B_{EROS} se situe entre les bandes standard V_j et R_c, le paramètre α étant positif dans le premier cas, négatif dans l'autre. Notons qu'en valeur absolue α est à peu près du même ordre dans les deux cas, ce qui nous interdit d'assimiler la bande B_{EROS} à une bande standard, sans terme de couleur. De même, nous pouvons comparer (figure 4.21) les flux standards R_c et I_c aux flux R_{EROS}. On vérifie à nouveau que R_{EROS}, est plus proche de la bande I_c que du filtre R_c.

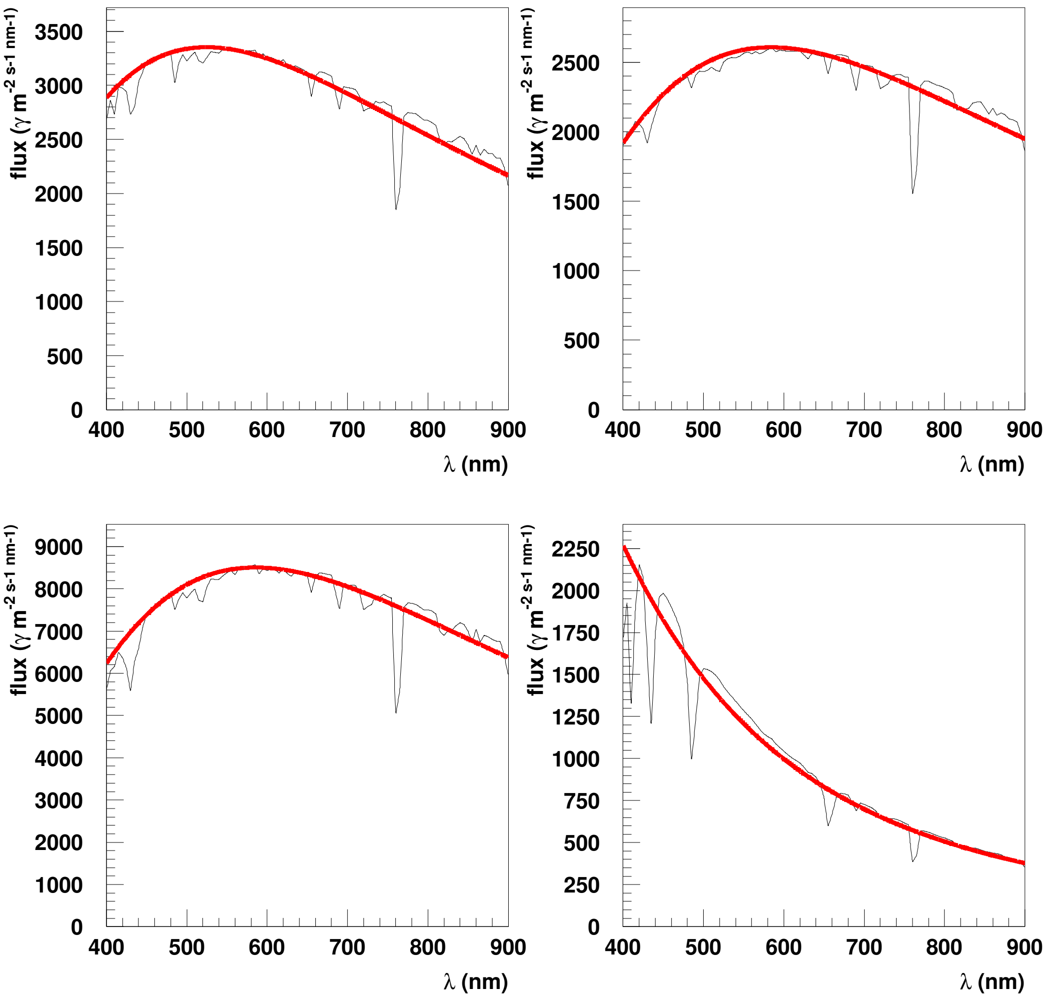
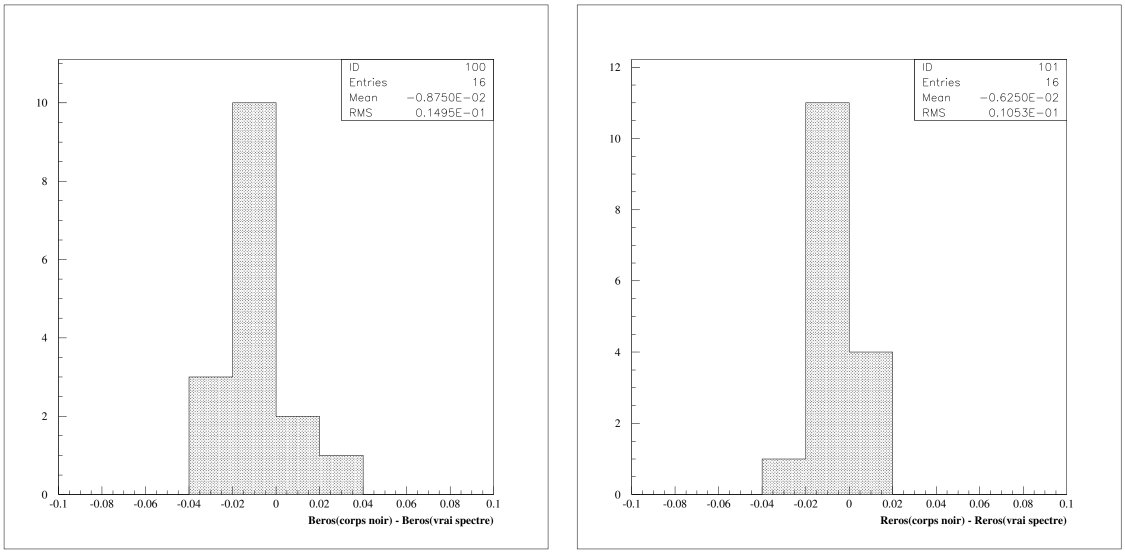


FIG. 4.18 – *Spectres des étoiles LTT377, LTT1020, LTT7379 et LTT7987 (Hamuy,* et al.*, 1994) et leurs approximations de corps noir calculées par la méthode décrite ci-dessus.*



(a) $m_{\mathcal{B}}^{\text{Corps noir}} - m_{\mathcal{B}}^{\text{Vrai spectre}}$ (b) $m_{\mathcal{R}}^{\text{Corps noir}} - m_{\mathcal{R}}^{\text{Vrai spectre}}$

FIG. 4.19 – *Comparaison des magnitudes B_{eros} et R_{eros} calculées pour les standards spectrophotométriques de (Hamuy,* et al.*, 1994) avec leur vrai spectre ou avec un corps noir approché.*

star	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$	T_c	A_{norm}	$m_{\mathcal{B}}$	$m_{\mathcal{R}}$
92 245	13.818	1.418	0.929	0.907	1.836	3554	9.21	−12.379	−12.871
92 248	15.346	1.128	0.690	0.553	1.245	4518	0.462	−10.635	−10.853
92 249	14.325	0.699	0.399	0.370	0.770	5979	0.280	−11.485	−11.450
92 250	13.178	0.814	0.446	0.394	0.840	5647	1.046	−12.661	−12.672
92 330	15.073	0.568	0.331	0.334	0.666	6495	0.098	−10.700	−10.602
92 252	14.932	0.517	0.326	0.332	0.666	6585	0.106	−10.835	−10.728
92 253	14.085	1.131	0.719	0.616	1.337	4353	1.843	−11.924	−12.182
92 335	12.523	0.672	0.380	0.338	0.719	6177	1.272	−13.272	−13.212
92 339	15.579	0.449	0.306	0.339	0.645	6754	0.052	−10.178	−10.053
92 342	11.613	0.436	0.266	0.270	0.538	7246	1.540	−14.117	−13.945
92 259	14.997	0.642	0.370	0.452	0.821	5887	0.162	−10.821	−10.798
92 345	15.216	0.745	0.465	0.476	0.941	5442	0.192	−10.644	−10.686
92 347	15.752	0.543	0.339	0.318	0.658	6560	0.050	−10.017	−9.912
92 348	12.109	0.598	0.345	0.341	0.688	6377	1.625	−13.672	−13.588
92 497	13.642	0.729	0.404	0.378	0.783	5905	0.555	−12.174	−12.149
92 498	14.408	1.010	0.648	0.531	1.181	4708	0.864	−11.543	−11.719
92 500	15.841	1.003	0.738	0.599	1.338	4442	0.324	−10.152	−10.388
92 501	12.958	0.610	0.345	0.331	0.677	6404	0.730	−12.821	−12.734
92 427	14.953	0.809	0.462	2.922	3.275	3478	3.804	−11.268	−11.787
92 502	11.812	0.486	0.284	0.292	0.576	6989	1.472	−13.931	−13.783
92 508	11.679	0.529	0.318	0.320	0.639	6655	2.022	−14.084	−13.969
92 507	11.332	0.932	0.507	0.461	0.969	5208	8.539	−14.553	−14.634
95 96	10.010	0.147	0.079	0.095	0.174	10717	1.924	−15.616	−15.240
95 97	14.818	0.906	0.522	0.546	1.068	4998	0.427	−11.093	−11.212
95 98	14.448	1.181	0.723	0.620	1.342	4313	1.396	−11.569	−11.836
95 100	15.633	0.791	0.538	0.421	0.961	5363	0.140	−10.235	−10.290
95 101	12.677	0.778	0.436	0.426	0.863	5615	1.706	−13.165	−13.181
95 102	15.622	1.001	0.448	0.618	1.065	4950	0.214	−10.295	−10.423
95 105	13.574	0.976	0.550	0.536	1.088	4904	1.487	−12.349	−12.486
95 107	16.275	1.324	0.947	0.962	1.907	3523	1.022	−9.931	−10.434
95 106	15.137	1.251	0.394	0.508	0.903	5179	0.264	−10.751	−10.838
95 112	15.502	0.662	0.605	0.620	1.227	4923	0.247	−10.418	−10.552
95 41	14.060	0.903	0.589	0.585	1.176	4786	1.086	−11.879	−12.040
95 42	15.606	−0.215	−0.119	−0.180	−0.300	43895	0.000837	−9.908	−9.250
95 115	14.680	0.836	0.577	0.579	1.157	4878	0.553	−11.247	−11.389
95 43	10.803	0.510	0.308	0.316	0.624	6741	4.302	−14.954	−14.831

TAB. 4.3 – *Indices de couleur, températures de couleur et magnitudes EROS synthétiques pour les étoiles de Landolt que nous observons régulièrement.*

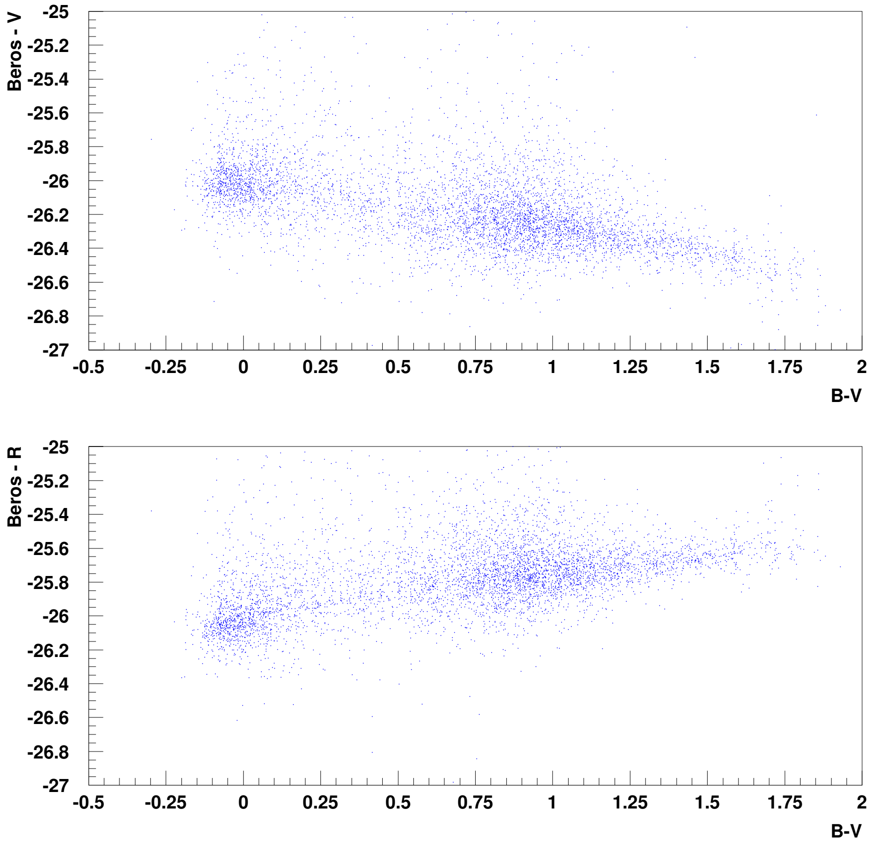


FIG. 4.20 – *Comparaison des magnitudes $\mathcal{B}_{EROS}$ et des magnitudes standard V et R. Le filtre $\mathcal{B}_{EROS}$ est « plus rouge » (resp. « plus bleu ») que le filtre standard V (resp. R). Dans les deux cas, la pente observée est sensiblement la même.*

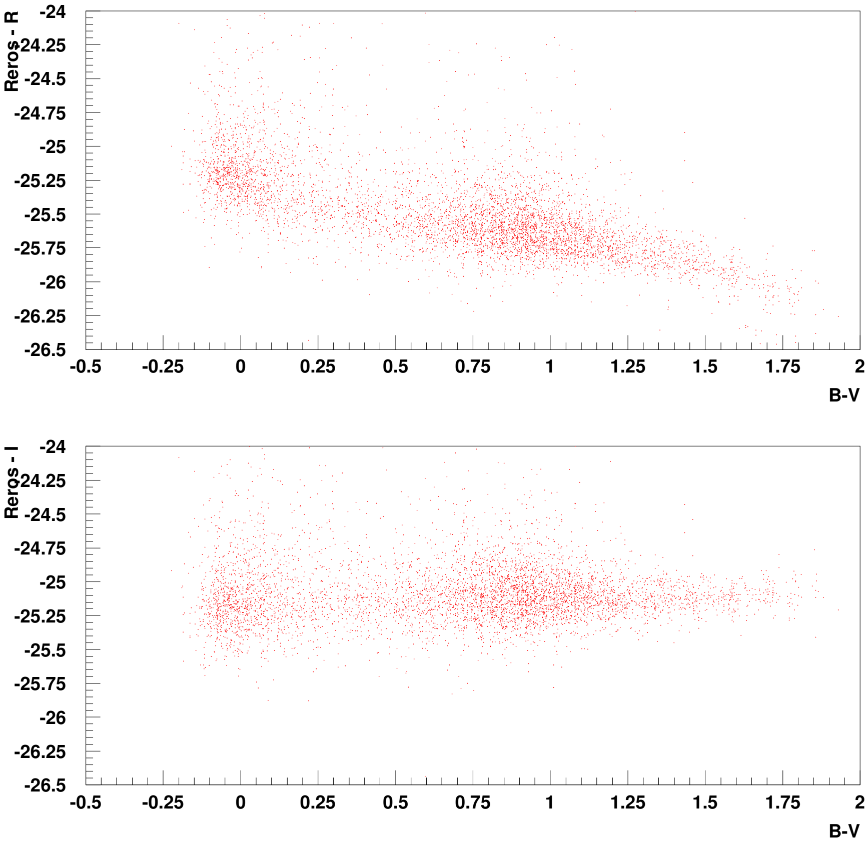


FIG. 4.21 – *Comparaison des magnitudes $\mathcal{R}_{EROS}$ et des magnitudes standard R et I. Le filtre $\mathcal{R}_{EROS}$ est « plus rouge » (resp. « plus bleu ») que le filtre standard R (resp. I). Cependant, ici, la pente observée en comparant $\mathcal{R}_{EROS}$ et I est presque nulle : les magnitudes $\mathcal{R}_{EROS}$ sont donc très proches des magnitudes I (à une constante près).*

4.5.2 Vérification de la forme des bandes passantes

Il est possible de faire un test plus fin, qui pourrait nous indiquer dans quelle mesure la forme de nos filtres est exacte — et comment corriger cette forme le cas échéant. En effet, si deux filtres F_1 et F_2 sont légèrement différents, la quantité $\delta m = m_{F_1} - m_{F_2}$ dépendra de la couleur de l'étoile observée. Nous pouvons donc étudier pour chacun de nos filtres, la dépendance en couleur d'une quantité $\delta m = m^{obs} - m^{synth}$, où m^{synth} est une magnitude synthétique, calculée avec la transmittance que nous avons déterminée et un spectre de corps noir, de température déterminée avec la couleur, comme expliqué au paragraphe 4.4.3.

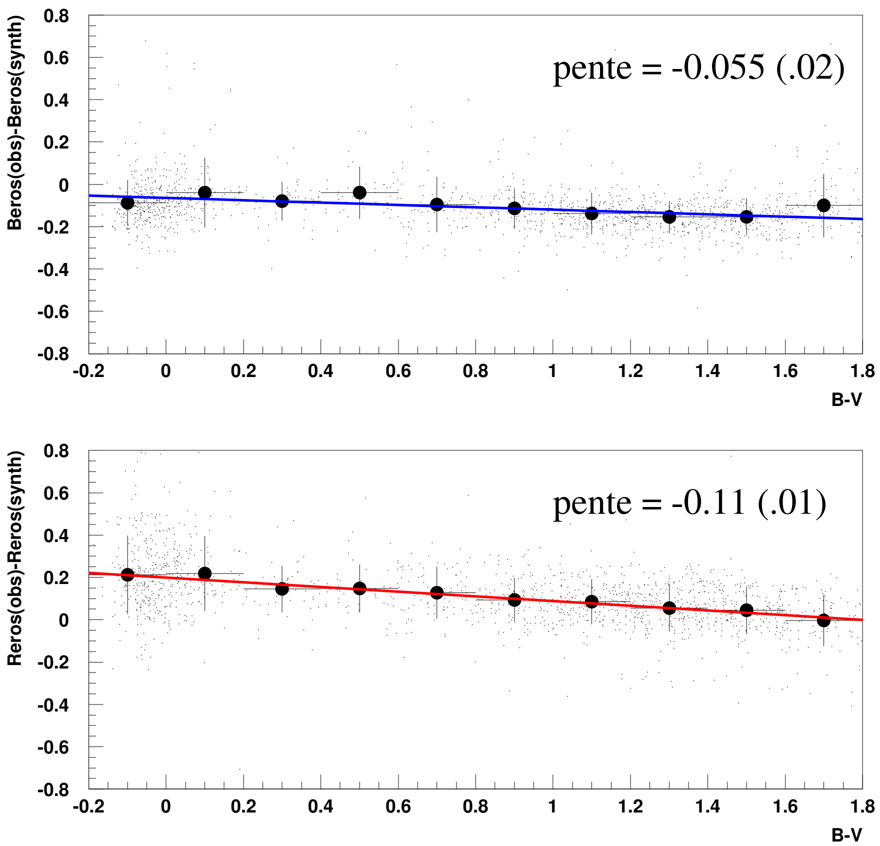


FIG. 4.22 – *Dépendance δm vs $B - V$. L'effet n'est pas significatif en bleu. Il est plus important en rouge. Dans les deux cas, la pente observée est négative, ce qui indique que les transmittances que nous avons déterminées devraient être légèrement décalées vers le rouge.*

La figure (4.22) montre la dépendance de δm avec $B - V$ pour nos deux filtres $\mathcal{B}_{EROS}$ et $\mathcal{R}_{EROS}$. Cette dépendance est faible en bleu, nettement plus significative en rouge. Dans les deux cas, la pente observée est négative, ce qui suggère que les transmittances que nous avons déterminées devraient être légèrement décalées vers le rouge. Afin de quantifier ces décalages, nous avons cherché à déterminer des relations de calibration du Marly du type $\mathcal{B}_{EROS} - V = \delta m(V - R)$, et $\mathcal{R}_{EROS} - I = \delta m(R - I)$ à l'aide des déterminations de nos bandes spassantes, de spectres de corps noirs et des bandes passantes standard spécifiées par (Bessell, 1990). Ces

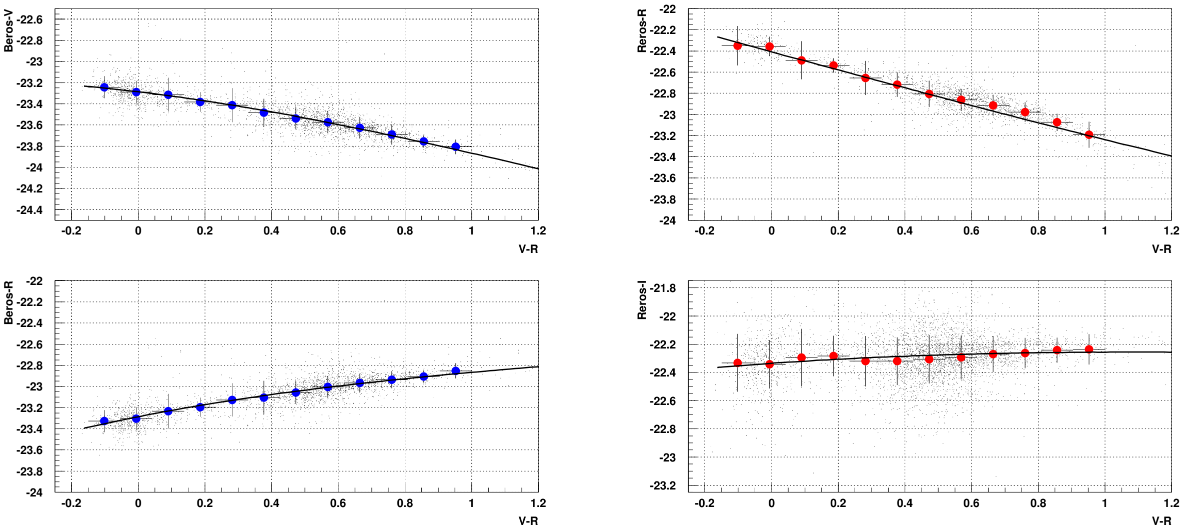


FIG. 4.23 – *Diagramme de calibration réalisé avec les étoiles du champ* `cp001`*, dans les bandes* $\mathcal{B}_{EROS}$ *(gauche) et* $\mathcal{R}_{EROS}$ *(droite). Les relations de calibration théoriques, calculées à l'aide des déterminations de nos bandes passantes, normalisées comme indiqué section 4.6 et des bandes passantes spécifiées par (Bessell, 1990). On constate un parfait accord dans la bande* $\mathcal{B}_{EROS}$*, entre les données et les prédictions. La relation de calibration n'est pas linéaire. Dans la bande* $\mathcal{R}_{EROS}$ *par contre, les corrections de couleurs observées sont beaucoup plus faibles et la relation de calibration est quasiment linéaire. Cependant, pour obtenir l'accord observé, il a fallu décaler notre détermination de la bande* $\mathcal{R}_{EROS}$ *de 40 nm vers le rouge pour obtenir l'accord observé sur la figure. Une telle translation a eu pour effet de changer la pente de 5% environ.*

relations de calibration « théoriques » ont été confrontées aux données du champ `cp001` (figure 4.23).

Dans la bande $\mathcal{B}_{EROS}$, nous obtenons un bon accord entre les données et les relations de calibration théoriques. Celles-ci sont non linéaires et les corrections de couleur, non négligeables. On constate par contre que la bande $\mathcal{R}_{EROS}$ est assez proche du I : la relation de calibration est quasi-linéaire, et les termes de couleur faibles. Il est cependant apparu que notre détermination de la bande passante $\mathcal{R}_{EROS}$ conduisait à des termes de couleur trop faibles ou trop importants d'environ 5% pour les relations $\mathcal{R}_{EROS} - R$ et $\mathcal{R}_{EROS} - I$ respectivement. L'accord observé sur la figure (4.23) a été obtenue en déplaçant notre détermination de la bande passante $\mathcal{R}_{EROS}$ vers le rouge de 40 nm environ. Nous avions signalé section 4.1.4 qu'étant donné le fort effet de convolution observé sur les spectres pris dans la bande $\mathcal{R}_{EROS}$, il était possible que la forme du filtre rouge ne soit pas bien contrainte dans la zone 900 nm $< \lambda <$ 1000 nm. Il semble que cette incertitude peut être corrigée par une translation globale de la bande passante $\mathcal{R}_{EROS}$.

4.6 Normalisation des bandes passantes

Jusqu'ici, nous nous sommes intéressés à la forme et au positionnement de nos bandes passantes. Nous voulons maintenant les normaliser, ce qui nous permettra de passer des magnitudes

EROS aux magnitudes standards et vice-versa. Nous noterons N_B et N_R les coefficients de normalisation de nos filtres. Signalons que leur valeur dépend de nombreux paramètres tels que l'état du miroir, celui des CCD etc. et évolue donc au cours du temps.

Afin de nous affranchir des différences de gain entre CCD, nous définirons les magnitudes EROS en utilisant des flux en photoélectrons :

$$m^{obs}_{\mathcal{B}|\mathcal{R}} = -2.5\ \log_{10}\left(\frac{\phi^{e^-}_{\mathcal{B}|\mathcal{R}}}{T_{pose}}\right) - k \times \text{ airmass} \tag{4.13}$$

Pour une étoile de spectre connu, nous pouvons calculer, à l'aide des filtres déterminés plus haut, une magnitude EROS synthétique :

$$m^{synth}_{B} = -2.5\ \log_{10}\left(\int \mathcal{B}(\lambda) S_\star(\lambda) d\lambda\right) \tag{4.14}$$

et les coefficients N_B et N_R s'obtiennent simplement en comparant les magnitudes m^{obs} et m^{synth} :

$$-2.5\ \log_{10}(N) = m^{obs} - m^{synth} \tag{4.15}$$

ou encore

$$N = 10^{-0.4\ (m^{obs} - m^{synth})} \tag{4.16}$$

L'idéal est bien sûr d'utiliser des standards spectrophotométriques ; nous ne disposons pas pour le moment de telles observations. Nous normaliserons donc nos filtres en utilisant indépendamment les étoiles de Landolt, et les étoiles du champ `cp001`, dont nous approcherons les spectres ainsi qu'indiqué en 4.4.3.

Avec les étoiles de Landolt La figure (4.24) détaille la comparaison entre les magnitudes observées m^{obs} et les magnitudes synthétiques m^{synth} définies plus haut. On vérifie que ces magnitudes ne diffèrent que d'une constante, égale à $-2.5\ \log_{10}(N)$. En moyennant sur toutes les étoiles, on trouve :

$$\begin{cases} N_B & = 0.15\ \ (0.006) \\ N_R & = 0.129\ (0.005) \end{cases}$$

Avec les étoiles du champ `cp001` La méthode est identique, (figure 4.25) à ceci près qu'on fait attention à éliminer les étoiles les plus faibles, i.e. on ne garde que les étoiles telles que $V < 18$.

On trouve :

$$\begin{cases} N_B & = 0.15\ (0.01)\ \% \\ N_R & = 0.11\ (0.01)\ \% \end{cases}$$

Le coefficient de normalisation en bleu est identique à celui déterminé plus haut à l'aide des étoiles de Landolt. Par contre, la normalisation du filtre $\mathcal{R}_{EROS}$est à peu près 20 % plus basse que celle trouvée précédemment. Il semble donc que le point zéro en rouge ait changé entre le printemps 1997 et l'automne 1997. Cet effet peut être dû à l'arrêt technique qui a eu lieu entre

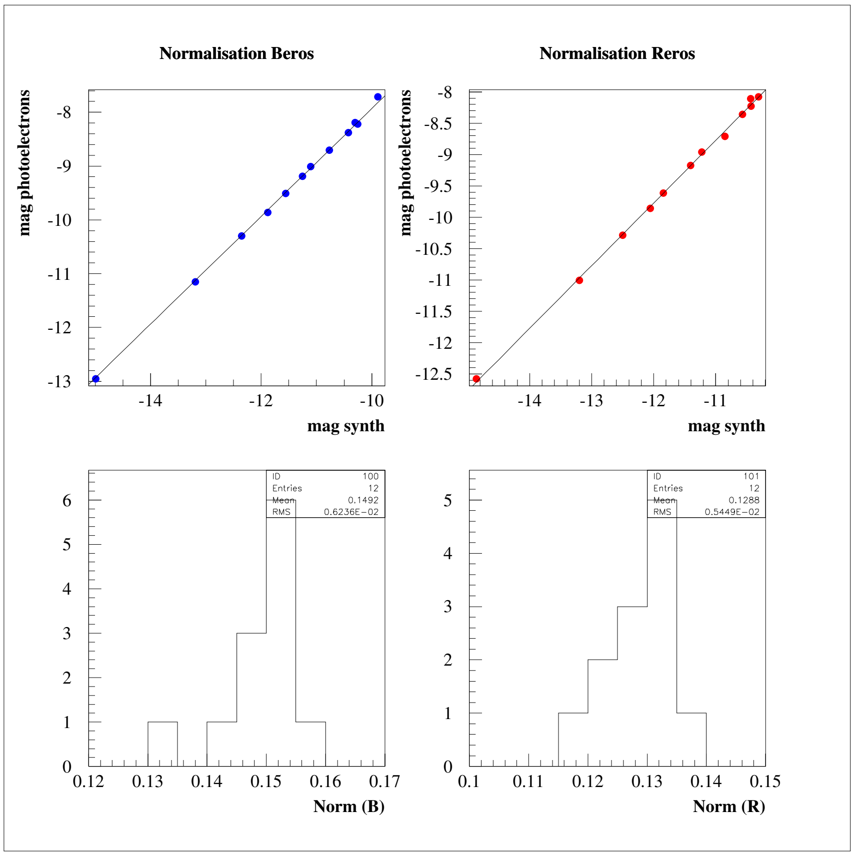


FIG. 4.24 – *Comparaison des magnitudes observées* ($m^{e^-}_{\mathcal{B}|\mathcal{R}}$) *et synthétiques pour les étoiles de Landolt de la zone SA95* (`cal36`)*. En haut : magnitudes observées versus magnitudes synthétiques ; elles sont correctement alignées sur une droite de pente 1, dont l'ordonnée à l'origine est égale à* $-2.5\ \log_{10}(N_{\mathcal{B}|\mathcal{R}})$ *En bas, normalisations en bleues et rouges* ($N = 10^{m^{obs}-m^{synth}}$)*.*

ces deux périodes, pendant lequel les caméras ont été démontées. Il peut également être expliqué par la différence des photométries employées : les champs de Landolt comportent peu d'étoiles. Les flux des standards ont été déterminés à l'aide d'une photométrie d'ouverture. Par contre, le champ `cp001` à forte densité stellaire a été analysé au moyen d'une photométrie de PSF. Une différence systématique entre ces deux techniques, peut induire la différence observée sur les normalisations. Un tel biais est alors fonction de la forme de la PSF, différente en bleu et en rouge. Cela pourrait expliquer que le désaccord entre les normalisations trouvées ne soit présent que dans la bande $\mathcal{R}_{EROS}$.

4.7 Calibration du MARLY

Nous allons mettre à profit les observations d'étoiles de Landolt dont nous disposons, ainsi que les données `cp001` pour (re)déterminer les équations de couleur du MARLY. Afin de s'affranchir des différences de gain entre CCD, on définit les magnitudes EROS selon l'équation (4.13). On peut s'assurer en construisant quatre diagrammes couleur-couleur à partir des étoiles des CCD B5, B6, R5 et R6 (figure 4.26) que les flux en photoélectrons ne diffèrent pas d'un CCD à l'autre. L'intercalibration des CCD est résolue de manière naturelle.

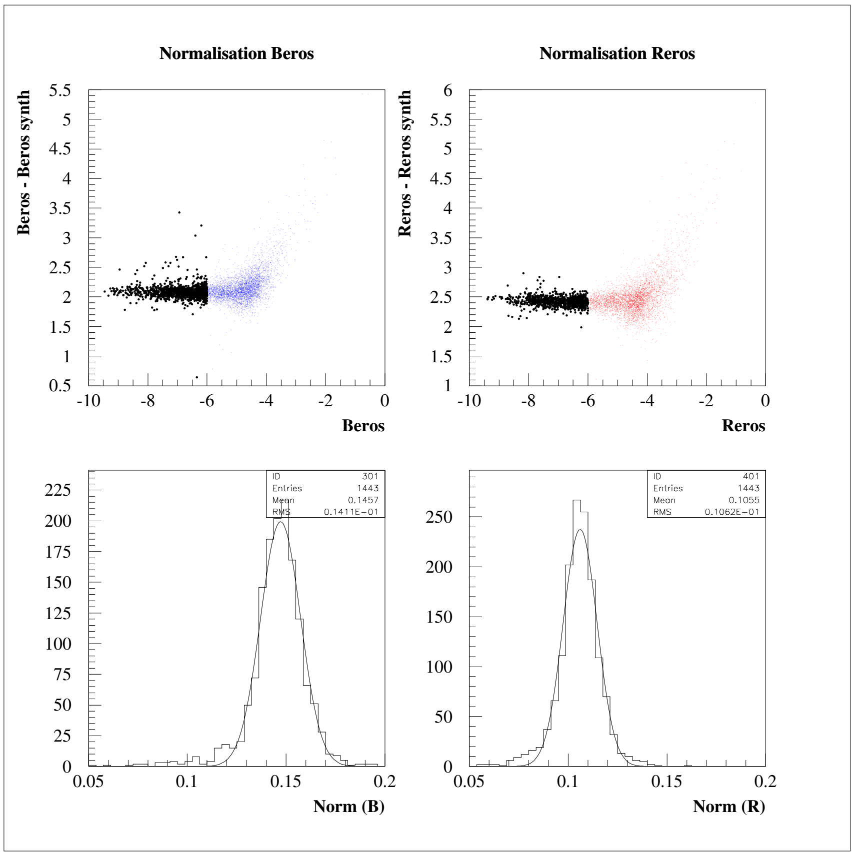


FIG. 4.25 – *Magnitudes EROS observées, et synthétiques pour les étoiles du champ* `cp001`. *En haut différences entre magnitudes observées et magnitudes synthétiques. En bas, coefficients de normalisations, en bleu et en rouge, calculé avec les étoiles les plus brillantes (telles que $V < 18$).*

Les auteurs des études précédentes définissaient toutefois les magnitudes EROS à partir de flux en ADU, et déterminaient empiriquement des coefficients d'intercalibration des CCD. Deux méthodes ont été utilisées :

1. Florian Bauer (Bauer, 1997) a intercalibré chaque CCD bleu et rouge par rapport aux CCD B3 et R3. La méthode utilisée consistait à observer le même champ de calibration avec chacun des 8 CCD de la mosaïque, puis ajuster une constante multiplicative pour aligner les flux des étoiles d'un CCD donné sur les flux des même étoiles observées sur le CCD 3.
2. Delphine Hardin (Hardin, 1998) a intercalibré tous les CCD par rapport aux CCD B5 et R5, en utilisant les valeurs du fond de ciel moyen sur un grand nombre d'images.

Il semble cependant que les valeurs des coefficients d'intercalibration déterminés par l'une ou l'autre méthode ne sont pas toujours compatibles. Ainsi, les flux mesurés sur les CCD B5 et B6 diffèrent de 4% selon (Bauer, 1997), et de 12% environ, selon (Hardin, 1998). De même, dans la bande rouge, (Hardin, 1998) mesure une différence négligeable entre R5 et R6, dont les flux différeraient de 5% selon (Bauer, 1997). Il semblerait peut-être souhaitable d'approfondir cette analyse.

Nous ne disposons pas ici de suffisamment de données pour refaire une étude complète. Constatons cependant que le rapport entre les coefficients d'intercalibration donnés par (Hardin,

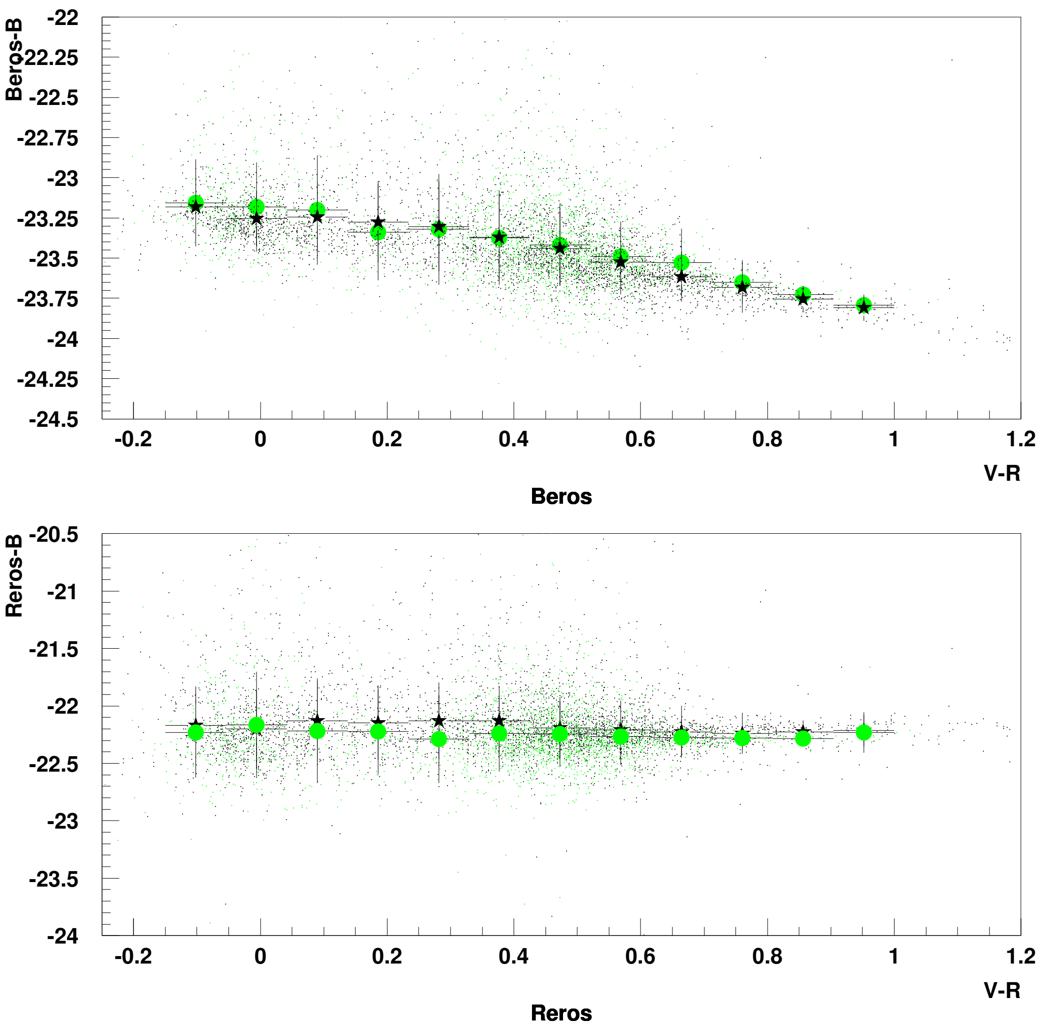


FIG. 4.26 – *Plots couleur-couleur réalisés avec les étoiles du champ* `cp001` *présentes sur les CCD B5 (haut, étoiles), B6 (haut, points), R5 (bas, étoiles) et R6 (bas, points). Les magnitudes sont définies selon l'équation (4.13). On n'observe quasiment aucune différence entre les CCD 5 et 6 de chaque mosaique. Avec cette convention, les CCD sont donc naturellement intercalibrés.*

1998) pour les CCD 5 et 6 correspond est sensiblement égal au rapport des gains de ces CCD. Nous pouvons également construire avec des magnitudes définies par $m = -2.5 \ \log_{10}\left(\frac{\phi^{ADU}}{T_p}\right)$ une figure semblable à la figure (4.26) (figure 4.27), sur laquelle nous constatons que les CCD B5 et B6 sont quasiment identiques, tandis que R5 et R6 diffèrent de 10% environ. Ceci privilégie donc la solution de (Hardin, 1998). Il semble cependant souhaitable de refaire l'étude indépendamment sur de nouvelles données.

Calibration à partir de flux en photoélectrons par seconde La table (4.4) (resp. 4.5) donne les valeurs des points zéros et des termes de couleur pour la bande $\mathcal{B}_{EROS}$ (resp. $\mathcal{R}_{EROS}$).

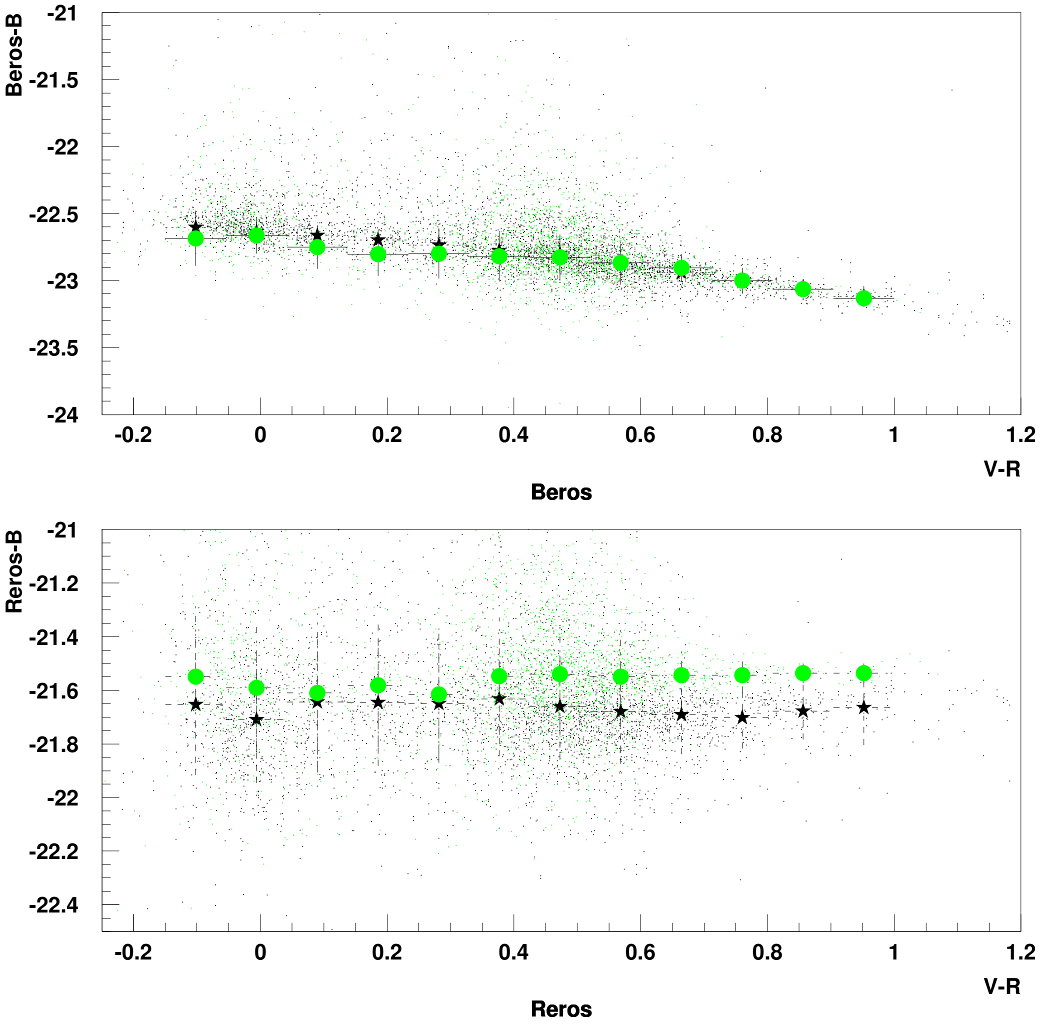


FIG. 4.27 – *Plots couleur-couleur réalisés avec les étoiles du champ* `cp001`*présentes sur les CCD B5 (haut, étoiles), B6 (haut, points), R5 (bas, étoiles) et R6 (bas, points). On n'observe quasiment aucune différence entre les CCD B5 et B6, tandis que les flux des étoiles présentes sur R5 et R6 semblent diffèrent de 10% environ. Ceci semble plutôt privilégier la solution de (Hardin, 1998).*

Ceux-ci ont été ajustés à partir des mesures du champ `cp001` décrites plus haut. Nous avons d'abord déterminé pour chaque diagramme un profil points de mesures, sur lequel nous avons ajusté les relations de calibration (figure 4.28).

Notons qu'il est souvent difficile de comparer deux bandes très éloignées, par exemple $\mathcal{R}_{EROS}$ et B. Il se peut que la relation de calibration ne soit plus linéaire, ni même quadratique. Dans ce cas, nous avons éliminé le résultat.

Les bandes EROS étant larges, nous avons essayé d'ajuster des relations de calibration mettant en jeu plusieurs couleurs, par exemple :

$$B_{_{EROS}} = V + PZ + \alpha \times (V - R) + \beta \times (R - I) \tag{4.17}$$

	$\mathcal{B}_{EROS}$			
	B	V	R	I
$B-V$	−23.24 (0.02) −1.31 (0.02)	−23.25 (0.02) −0.30 (0.02)	−23.21 (0.01) 0.20 (0.01)	−23.09 (0.04) 0.65 (0.03)
$V-R$	−23.26 (0.04) −2.36 (0.06)	−23.22 (0.01) −0.61 (0.02)	−23.22 (0.01) 0.39 (0.02)	−23.14 (0.03) 1.26 (0.04)
$R-I$	−23.24 (0.06) −2.34 (0.10)	−23.23 (0.02) −0.57 (0.03)	−23.24 (0.01) 0.41 (0.01)	−23.22 (0.01) 1.38 (0.02)
$V-I$	−23.14 (0.04) −1.29 (0.04)	−23.20 (0.02) −0.32 (0.01)	−23.24 (0.01) 0.20 (0.01)	−23.18 (0.02) 0.66 (0.01)
$\mathcal{B}-\mathcal{R}$	−24.72 (0.05) −1.47 (0.07)	−23.57 (0.01) −0.30 (0.02)	−22.93 (0.00) 0.35 (0.01)	−22.29 (0.01) 0.94 (0.02)

TAB. 4.4 – *Points zéros (première ligne) et termes de couleur (seconde ligne) pour la bande $\mathcal{B}_{EROS}$ (flux exprimés en photoélectrons par seconde), déterminés avec les étoiles des CCD 5 et 6 du champ EROS* `cal036` *observé en octobre 1997). L'analyse a été réalisée à l'aide d'une photométrie d'ouverture (*`SExtractor`*, (Bertin & Arnouts, 1996)) et les flux ramenés à un airmass $\chi = 0$ en utilisant les valeurs d'absorption déterminées section 4.4.1. Chaque colonne correspond à une bande standard, chaque ligne, à un indice de couleur. Dans chaque case, on donne le point zéro (haut) et le terme de couleur (bas). On a par exemple :* $\mathcal{B}_{EROS} = V - 23.20 - 0.32 \times (V - I)$. .

Toutefois les indices de couleurs sont eux mêmes fortement corrélés, et β ne peut être déterminé précisément.

Nous avons également essayé de déterminer des relations de calibration d'ordre 2, du style :

$$B_{EROS} = V + PZ + \alpha \times (V - R) + \beta \times (V - R)^2 \tag{4.18}$$

mais généralement, le paramètre β n'est pas bien contraint.

	$\mathcal{R}_{EROS}$			
	B	V	R	I
$B-V$	−22.39 (0.03) −1.95 (0.03)	−22.36 (0.04) −0.97 (0.03)	−22.38 (0.01) −0.43 (0.01)	−22.25 (0.01) 0.00 (0.01)
$V-R$	−22.43 (0.05) −3.54 (0.08)	−22.28 (0.02) −1.92 (0.03)	−22.36 (0.02) −0.83 (0.03)	−22.26 (0.01) 0.01 (0.02)
$R-I$	−22.37 (0.08) −3.57 (0.14)	−22.25 (0.04) −1.94 (0.06)	−22.34 (0.02) −0.86 (0.03)	−22.29 (0.02) 0.07 (0.02)
$V-I$	−22.24 (0.05) −1.92 (0.05)	−22.21 (0.02) −1.02 (0.01)	−22.32 (0.01) −0.44 (0.01)	−22.25 (0.01) 0.00 (0.01)
$\mathcal{B}-\mathcal{R}$	−24.74 (0.03) −2.56 (0.04)	−23.56 (0.01) −1.29 (0.02)	−22.92 (0.00) −0.62 (0.01)	−22.27 (0.01) −0.01 (0.02)

TAB. 4.5 – *Points zéros et termes de couleur pour la bande $\mathcal{R}_{EROS}$(pour des flux exprimés en photoélectrons par seconde), déterminés avec les étoiles des CCD 5 et 6 du champ EROS* `cal036` *observé en octobre 1997. L'analyse a été réalisée à l'aide d'une photométrie d'ouverture (*`SExtractor`*, (Bertin & Arnouts, 1996)) et ramené à un airmass $\chi = 0$ en utilisant les valeurs d'absorption déterminées section 4.4.1. Cette table se lit de la même manière que la précédente. On aura, par exemple :* $\mathcal{R}_{EROS} = I - 22.29 + 0.07 \times (R - I)$.

Avec des flux en ADU par seconde La méthode utilisée est la même. Les tables (4.6) et (4.7) résument les points zéros et les termes de couleur obtenus avec les étoiles du CCD 5, les magnitudes EROS étant définies par : $m = -2.5\ \log_{10}\left(\frac{\phi^{ADU}}{T_p}\right)$.

	$\mathcal{B}_{EROS}$			
	B	V	R	I
$B-V$	−22.56 (0.02) −1.31 (0.02)	−22.57 (0.01) −0.30 (0.01)	−22.51 (0.02) 0.20 (0.02)	−22.40 (0.04) 0.64 (0.03)
$V-R$	−22.57 (0.04) −2.33 (0.06)	−22.55 (0.01) −0.60 (0.02)	−22.53 (0.01) 0.38 (0.02)	−22.47 (0.03) 1.27 (0.04)
$R-I$	−22.57 (0.06) −2.31 (0.09)	−22.56 (0.02) −0.56 (0.03)	−22.55 (0.01) 0.42 (0.02)	−22.53 (0.01) 1.37 (0.02)
$V-I$	−22.46 (0.04) −1.27 (0.04)	−22.53 (0.02) −0.31 (0.01)	−22.53 (0.01) 0.19 (0.01)	−22.50 (0.02) 0.67 (0.01)
$\mathcal{B}-\mathcal{R}$	−23.86 (0.06) −1.43 (0.09)	−22.86 (0.01) −0.31 (0.02)	−22.28 (0.01) 0.36 (0.01)	−21.70 (0.01) 0.99 (0.02)

TAB. 4.6 – *Points zéro et termes de couleur pour la bande $\mathcal{B}_{EROS}$ (flux en ADU par seconde) déterminés avec les étoiles du CCD 5 (champ EROS* `cal036` *observé en octobre 1997). Le flux des étoiles du champ a été déterminé à l'aide d'une photométrie d'ouverture (*`SExtractor`*, (Bertin & Arnouts, 1996)) et ramené à un airmass $\chi = 0$ en utilisant les valeurs d'absorption déterminées section 4.4.1. Chaque colonne correspond à une bande standard, chaque ligne, à un indice de couleur. Dans chaque case, on donne le point zéro (haut) et le terme de couleur (bas).*

	$\mathcal{R}_{EROS}$			
	B	V	R	I
$B-V$	−21.80 (0.03) −1.96 (0.03)	−21.80 (0.03) −0.97 (0.03)	−21.75 (0.02) −0.47 (0.01)	−21.67 (0.01) −0.01 (0.01)
$V-R$	−21.76 (0.05) −3.65 (0.07)	−21.72 (0.02) −1.93 (0.03)	−21.71 (0.02) −0.94 (0.03)	−21.67 (0.01) −0.02 (0.02)
$R-I$	−21.74 (0.08) −3.66 (0.12)	−21.72 (0.04) −1.89 (0.06)	−21.73 (0.01) −0.91 (0.02)	−21.71 (0.02) 0.05 (0.03)
$V-I$	−21.59 (0.05) −1.98 (0.04)	−21.66 (0.02) −1.01 (0.01)	−21.69 (0.01) −0.49 (0.01)	−21.66 (0.01) −0.01 (0.01)
$\mathcal{B}-\mathcal{R}$	−23.91 (0.10) −2.11 (0.17)	−22.86 (0.01) −1.28 (0.02)	−22.27 (0.01) −0.62 (0.01)	−21.68 (0.01) −0.01 (0.02)

TAB. 4.7 – *Points zéro et termes de couleur pour la bande $\mathcal{R}_{EROS}$ (flux en ADU par seconde) déterminés avec les étoiles du CCD 5. (champ EROS* `cal036` *observé en octobre 1997). Le flux des étoiles du champ a été déterminé à l'aide d'une photométrie d'ouverture (*`SExtractor`*, (Bertin & Arnouts, 1996)) et ramené à un airmass $\chi = 0$ en utilisant les valeurs d'absorption déterminées section 4.4.1. Chaque colonne correspond à une bande standard, chaque ligne, à un indice de couleur. Dans chaque case, on donne le point zéro (haut) et le terme de couleur (bas).*

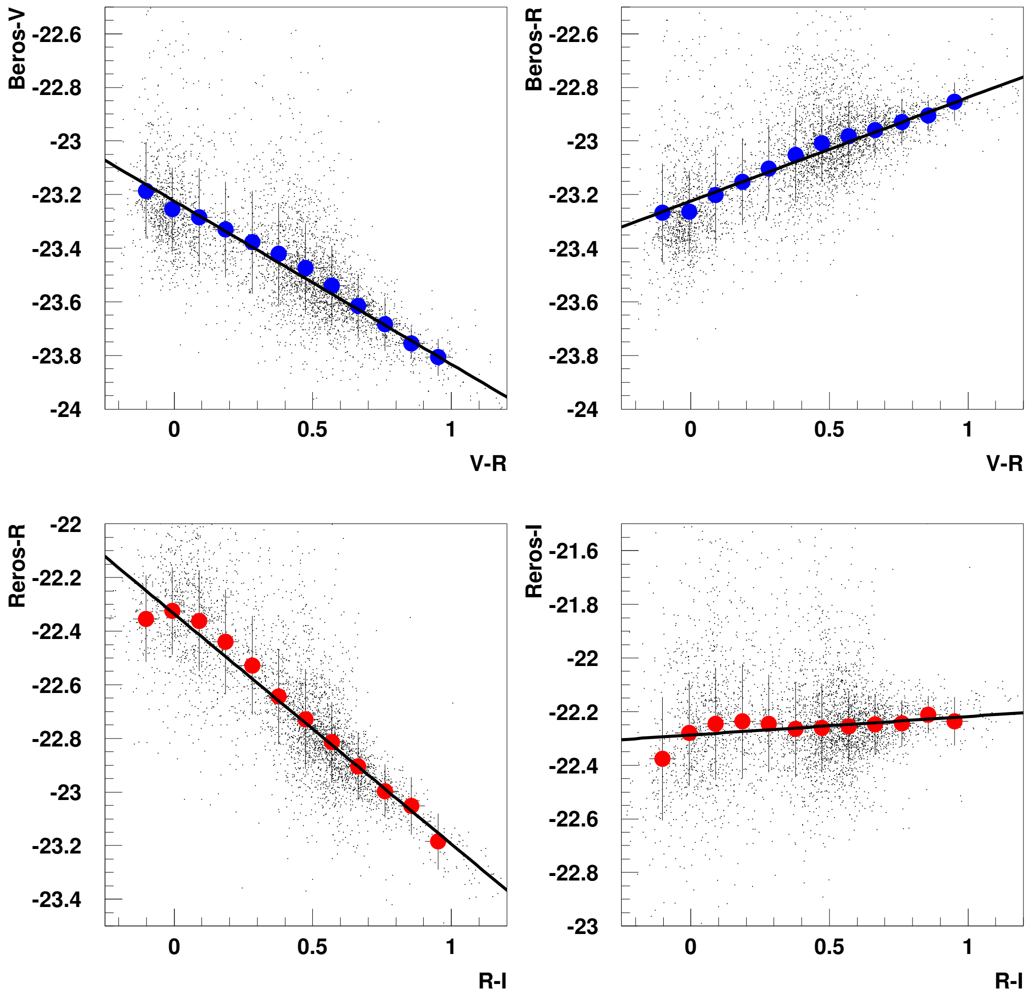


FIG. 4.28 – *Quelques diagrammes couleur-couleur dans les bandes $\mathcal{B}_{EROS}$ (haut) et $\mathcal{R}_{EROS}$ (bas), réalisés à partir des données* `cp001`. *Nous avons tout d'abord déterminé un profil, sur lequel nous avons ajusté chaque relation de calibration.*

4.8 Perspectives

Nous avons vu ci-dessus que quelques points obscurs subsitent encore : la normalisation du filtre rouge semble avoir changé de 20% entre le printemps 1997 et l'hiver 1997, sans que celle de $\mathcal{B}_{EROS}$ ait été affectée. Par ailleurs, il semble que les équations de couleur déterminées avec les étoiles du champ `cp001` ne soient pas en très bon accord avec ce qui avait été déterminé précédemment par (Bauer, 1997) et (Hardin, 1998). Enfin, l'intercalibration entre nos CCD, qui n'a pu être étudiée complètement ici a fait l'objet de deux études discordantes. Il semble donc souhaitable de faire quelques études complémentaires. Dans ce but, nous pouvons suggérer :

1. d'étendre la cross-identification entre les observations 1.54m Danois et les images EROS des barres des nuages de Magellan à la totalité du catalogue de J.-P. Beaulieu, ce afin de de diposer d'une statistique plus large, et de faire une étude quart de CCD par quart de CCD. Une calibration ne peut cependant pas se limiter à ces données : en effet nous sommes probablement limités par la photométrie en champ encombré.
2. de prendre plus régulièrement des images de champs de Landolt, à différentes masses d'air, dans des conditions photométriques.
3. d'observer des standards couvrant une plus large gamme de couleur, par exemple les étoiles de l'amas ouvert M67 lorsqu'il est visible.

4.9 Conclusion

Nous pensons avoir déterminé au mieux les formes des filtres $\mathcal{B}_{EROS}$ et $\mathcal{R}_{EROS}$. Ces transmittances ont été normalisées en utilisant des observations d'étoiles de Landolt, ainsi que des observations croisées EROS / 1.54m Danois d'étoiles des barres des nuages de Magellan. Nous avons également mis à profit ces deux lots de données pour redéterminer les équations de couleur du MARLY.

La calibration du MARLY comporte cependant encore un certain nombre d'incertitudes. Nous avons vu (section 4.1.3) que la forme des bandes passantes n'est pas uniforme sur toute la mosaïque : ainsi, les relations de calibration doivent être, en toute rigueur, déterminées CCD par CCD. Par ailleurs, la forme de la PSF est encore imparfaitement connue, et présente en outre des variations importantes en fonction de la position de l'étoile sur la mosaïque. Cet effet peut induire des erreurs systématiques mal maîtrisées. Par conséquent, la photométrie du MARLY est à ce jour limitée en précision. En particulier, le projet de suivi photométrique de nos détections à l'aide de cet instrument a été abandonné.

Chapitre 5

Détection des supernovæ avec EROS II

Nous avons décrit au chapitre 2 l'intérêt cosmologique que présentent les supernovæ de type Ia proches et intermédiaires. Disposer de lots homogènes de tels objets permet en particulier de mesurer leur fonction de luminosité, de mener les études visant à corréler les variations de leur magnitude absolue au maximum à d'autres observables, et bien sûr de mesurer H_0. C'est dans ce but que la collaboration EROS II a lancé au printemps 1997 un programme de recherche systématique de supernovæ proches.

L'algorithme de détection est assez simple : chaque image de recherche est comparée à une image du même champ prise deux à trois semaines auparavant, afin de mettre en évidence les sources nouvellement apparues. Une étape de filtrage élimine alors les fausses alertes (astéroïdes, étoiles variables, noyaux actifs de galaxies...), puis les candidats restant sont examinés visuellement. Les supernovæ proches sont des événements rares et éphémères, et pour être efficace, une recherche doit pouvoir couvrir une large surface en un minimum de temps. En outre, les données doivent être traitées au plus tard quelques heures après leur acquisition.

Dans un premier temps, nous estimerons les potentialités d'EROS II. Nous montrerons en particulier que c'est grâce à son champ de 1 deg^2 que notre expérience parvient à découvrir un nombre suffisant de supernovæ par heure d'observation. Nous décrirons ensuite succinctement les techniques de détection mises en œuvre, en renvoyant à (Hardin, 1998) pour plus de détails. La seconde partie présentera le déroulement et les résultats de la recherche effectuée par EROS II. Nous nous intéresserons particulièrement à la description du lot de SNIa proches découvertes au printemps 1999 dans le cadre d'une collaboration internationale coordonnée par le *Supernovae Cosmology Project*, dont l'étude fait l'objet de cette thèse.

5.1 Performances d'une recherche de supernovæ

Nous présentons dans cette partie les principes dont découlent les performances d'un programme de détection de supernovæ proches ou lointaines. Nous montrerons en particulier que le diamètre du miroir du télecope utilisé et la taille du champ couvert par la caméra jouent un rôle important. Nous appliquerons nos résultats à la recherche entreprise par EROS II.

5.1.1 Le critère de détection

Les fluctuations poissoniennes du nombre de photons incidents peuvent simuler l'apparition de nouvelles sources. Or nous ne voulons sélectionner pour un examen ultérieur (identification spectroscopique) que les alertes significatives. Par conséquent, seules les alertes ayant un rapport signal sur bruit $R = S/B$ suffisamment élevé sont prises en compte. Le seuil de détection, R_{det}, a une valeur typique de 5 à 10.

Ici, le signal est le nombre de photons N_{SN}^{γ} en provenance de la supernova, recueillis par le télescope pendant la durée T_p de la pose. Si D_m désigne le diamètre du télescope utilisé pour la recherche, nous pouvons écrire :

$$N_{SN}^{\gamma} = \phi_{SN}^{\gamma} \ \frac{\pi}{4} \ D_m^2 \ T_p \tag{5.1}$$

ϕ_{SN}^{γ} désigne ici le flux de la supernova, en nombre de photons par unité de surface et de temps. Un photon de longueur d'onde λ a une certaine probabilité d'interagir dans un pixel du CCD en y créant une paire électron-trou ; et c'est la quantité $N_{SN}^{e^-}$ de photoélectrons intégrés par le CCD durant la pose qui est mesurée. Notons ε_λ l'efficacité de conversion des photons en photoélectrons. $N_{SN}^{e^-}$ s'exprime en moyenne comme :

$$\overline{N_{SN}^{e^-}} \ = \ \varepsilon_\lambda \ \overline{N_{SN}^{\gamma}} \ = \ \varepsilon_\lambda \ \phi_{SN}^{\gamma} \ \frac{\pi}{4} \ D_m^2 \ T_p \tag{5.2}$$

Le bruit affectant le signal est caractérisé par l'écart-type du nombre total de photoélectrons enregistrés à l'emplacement de la supernova. Nous devons prendre en compte le flux du fond de ciel et celui de la galaxie hôte, qui sont des sources étendues caractérisées par leur brillance de surface, β, exprimée en γ m^{-2} s^{-1} arcsec^{-2}. En pratique, les flux sont calculés en intégrant sur un rayon de r secondes d'arc autour de la supernova. Le nombre total de photoélectrons détectés, $N_{tot}^{e^-}$ est une variable aléatoire poissonienne : $\sigma^2_{N_{tot}^{e^-}} = \overline{N_{tot}^{e^-}}$; par conséquent :

$$\sigma^2_{N_{tot}^{e^-}} = \varepsilon_\lambda \ \frac{\pi}{4} D_m^2 \ T_p \ \left(\phi_{SN}^{\gamma} + \pi r^2 \beta_{gal}^{\gamma} + \pi r^2 \beta_{ciel}^{\gamma}\right) \tag{5.3}$$

Intéressons-nous à une SN à la limite du seuil de détection. Son flux est généralement négligeable devant les autres termes. Le rapport signal sur bruit s'exprime alors :

$$\left(\frac{S}{B}\right) = \frac{\sqrt{\varepsilon_\lambda}}{2r} \ \frac{\phi_{SN}^{\gamma}}{(\beta_{gal}^{\gamma} + \beta_{ciel}^{\gamma})^{1/2}} \ \sqrt{T_p} \ D_m \ > \ R_{det} \tag{5.4}$$

La valeur du rapport signal sur bruit est étroitement dépendante de la taille du miroir du télescope utilisé. En comparaison, le temps de pose T_p joue un rôle négligeable. Ainsi, pour une source donnée gagner un facteur 3 sur S/B suppose de multiplier T_p par 10, ce qui, en pratique, n'est réalisable que si celui-ci est initialement de l'ordre de quelques minutes.

En pratique, les astronomes n'utilisent presque jamais des flux exprimés en γ m^{-2} s^{-1}, mais plutôt des magnitudes, définies par :

$$m_{\lambda_0} = -2.5 \ \log_{10}\left(\frac{\phi^{\gamma}(\lambda_0)}{\phi_{ref}^{\gamma}(\lambda_0)}\right) \tag{5.5}$$

où ϕ_{ref}^{γ} est un flux de référence à la longueur d'onde λ_0[1]. Pour le MARLY, nous disposons (chapitre 4) d'une mesure du point zéro du télescope, autrement dit de la quantité

$$PZ = 2.5 \ \log_{10}(\varepsilon_{\lambda_0}\pi/4 D_m^2 \ \phi_{ref}^{\gamma}) \sim 22.5 \tag{5.6}$$

[1]Dans la bande standard V, par exemple, $\lambda_0 \sim 550$ nm, $\phi_{ref}^{\gamma} \sim 8.79\ 10^9\ \gamma$ m^{-2} s^{-1} et par conséquent

$$\phi^{\gamma} = 8.79\ 10^9\ 10^{-0.4\ m}$$

.

Le seeing moyen est de l'ordre de 2" et une valeur raisonnable de r est donc de 3" environ. Le rapport signal sur bruit peut donc s'écrire :

$$\left(\frac{S}{B}\right) \sim \mathcal{K} \frac{10^{-0.4\ m_{SN}}}{(10^{-0.4\ m_{gal}} + 10^{-0.4\ m_{ciel}})^{1/2}} \sqrt{T_p} \tag{5.7}$$

où le paramètre $\mathcal{K}(PZ, r)$ est défini par

$$\mathcal{K} = \frac{10^{0.2\ PZ}}{\sqrt{\pi}\ r} \sim 7000. \tag{5.8}$$

Notons en particulier que $\mathcal{K}$ est proportionnel au diamètre du miroir : $\mathcal{K} \propto D_m$. Durant la nouvelle lune, la brillance de surface du fond de ciel est de l'ordre de $m_{ciel} \sim 20.5$ mag arcsec^{-2}. Pour une supernova de magnitude $m \sim 19.$, dont la galaxie hôte a une brillance de surface $m_{gal} \sim 18.$ mag arcsec^{-2}, on atteindra un rapport signal sur bruit de l'ordre de 15 avec un temps de pose de 10 minutes.

5.1.2 Magnitude limite d'une recherche

Il ressort de la relation (5.7) qu'une supernova ne sera détectable que si sa magnitude est inférieure à une magnitude seuil, la magnitude limite de la recherche, donnée par :

$$m_{lim} = -2.5\ \log_{10}(R_{det}/\mathcal{K}) - 1.25\ \log_{10}\left(10^{-0.4\ m_{gal}} + 10^{-0.4\ m_{ciel}}\right) \tag{5.9}$$

$$+1.25\ \log_{10}(T_p) \tag{5.10}$$

Ce seuil n'augmente que logarithmiquement avec le temps de pose : il faut multiplier T_p par près de 6 pour gagner une magnitude. Considérons comme précédemment une supernova dont la galaxie hôte a une brillance de surface $m_{gal} \sim 18$, observée par nuit noire ($m_{ciel} \sim 20.5$ mag arcsec^{-2}) avec un temps de pose $T_p \sim 600\ s$. Si nous fixons le seuil de détection à $R_{det} = 5$, la magnitude limite atteinte par EROS II sera $m_{lim} \sim 20.3$ mag.

5.1.3 Profondeur d'une recherche

Pour des SNIa, on peut traduire m_{lim} en une distance limite en utilisant la relation existant entre magnitude et décalage spectral (relation 2.3) : $m \sim M_0 + 25 + 5\ \log_{10}(cz) - 5\ \log_{10}(H_0) + \ldots$ Le décalage spectral d'une SNIa proche de la limite de détection vérifie :

$$z_{lim} \sim \left(\frac{H_0}{c}\right)\ 10^{-0.2\ M_0}\ 10^{-5}\ \left(10^{-0.4 m_{gal}} + 10^{-0.4 m_{ciel}}\right)^{-1/4} \sqrt{\frac{\mathcal{K}}{R_{det}}}\ {T_p}^{1/4} \tag{5.11}$$

Nous avons vu plus haut que $\mathcal{K} \propto D_m$. Une conséquence importante de la relation précédente est :

$$z_{lim} \propto \sqrt{D_m}\ T_p^{1/4} \tag{5.12}$$

La profondeur n'augmente donc que lentement avec les paramètres de la recherche. On retrouve le fait que le temps de pose n'a qu'un effet assez faible sur la distance atteinte : le doubler augmente z_{lim} de moins de 20%. La gamme de décalage spectral atteinte par une recherche dépendra donc essentiellement de la taille du miroir primaire du télescope utilisé. Signalons que nous avons négligé l'absorption Galactique, qui peut faire varier notablement la profondeur de la recherche d'une direction à l'autre.

Avec les mêmes valeurs numériques que précédemment ($m_{gal} \sim 18$, $m_{ciel} \sim 20.5$, $T_p \sim 600$ s), nous trouvons qu'une valeur typique de z_{lim} pour EROS II est : $z_{lim} \sim 0.14$. Cela correspond à la profondeur « naturelle » de la recherche. En jouant sur le temps de pose, nous ne pourrons guère nous en écarter de plus de 20%. Ce chiffre n'est bien sûr qu'approximatif. En particulier, nous avons négligé l'effet de l'absorption par les poussières Galactiques, qui peut faire varier la profondeur de 5% à 10%, suivant la direction observée. Nous verrons cependant que notre estimation est bien vérifiée par les observations.

5.1.4 Nombre de supernovæ détectables par heure d'observation

La plupart des recherches de supernovæ ne disposent que d'un temps d'observation limité. Un critère important pour juger de la viabilité d'un programme sera donc le nombre de supernovæ détectables par heure d'observation. Ce taux de découverte est assez difficile à calculer avec précision, mais nous pouvons évaluer de manière approximative comment il varie avec les paramètres d'une recherche. En effet, le nombre de supernovæ susceptibles d'être découvertes est proportionnel au volume sondé ; si nous négligeons le temps mort entre deux poses, le nombre $N(z)$ de SNe détectables à un décalage spectral z donné vérifie :

$$dN(z) \;\propto\; dV(z) \;\propto\; \omega_0 z^2\, dz \;\propto\; \omega_c \left(\frac{T}{T_p}\right) z^2 dz \tag{5.13}$$

ω_0 désigne l'angle solide total couvert par la recherche, ω_c l'angle solide couvert par la caméra en une pose, et T, le temps total consacré à la recherche. On remarque d'ores et déjà que le nombre de SNe découvertes à un certain décalage spectral z varie linéairement avec l'angle solide couvert, mais quadratiquement avec z. Il en résulte que la plupart des supernovæ découvertes seront assez proches de z_{lim}. Il en découle également qu'une recherche lointaine découvre plus de supernovæ par degré carré qu'une recherche proche.

Compte-tenu de (5.13), le nombre total de supernovæ détectées vérifie :

$$N \propto \int_0^{z_{lim}} dV(z) \;\propto\; \omega_0\, z_{lim}^3 \;\propto\; T\, \omega_c\, D_m^{3/2}\, T_p^{-1/4} \tag{5.14}$$

C'est une fonction lentement *décroissante* du temps de pose. Si par exemple nous doublons ce dernier, nous sonderons certes 20% plus profond mais l'angle solide couvert par unité de temps sera deux fois plus faible, le volume total surveillé se trouvant diminué de 10%. On constate surtout que les paramètres qui déterminent l'efficacité d'une recherche sont la taille du miroir, la surface de ciel couverte par la caméra équipant le télescope (sans compter bien sûr le temps total consacré à la recherche).

Dans le cadre de la recherche menée par EROS II, nous pouvons donner une estimation du nombre de supernovæ attendues par heure d'observation. La précision de cette évaluation sera toutefois limitée dans la mesure où le taux de découverte fait intervenir le taux d'explosion de chaque type de supernovæ, $\mathcal{R}_{type}(z)$, dont la mesure à des décalages spectraux de l'ordre de 0.15 est précisément un des objectifs de la collaboration (Hardin, 1998). Reprenons l'équation (5.13). Nous pouvons en déduire une formule plus réaliste donnant le nombre de supernovæ détectables par unité de temps :

$$dN(z) \;=\; \mathcal{R}(z)\; T_c(z)\; dV(z) \;\sim\; \mathcal{R}(z)\; T_c(z)\; \omega_c \left(\frac{T}{T_p + T_m}\right) \left(\frac{c}{H_0}\right)^3 z^2 dz \tag{5.15}$$

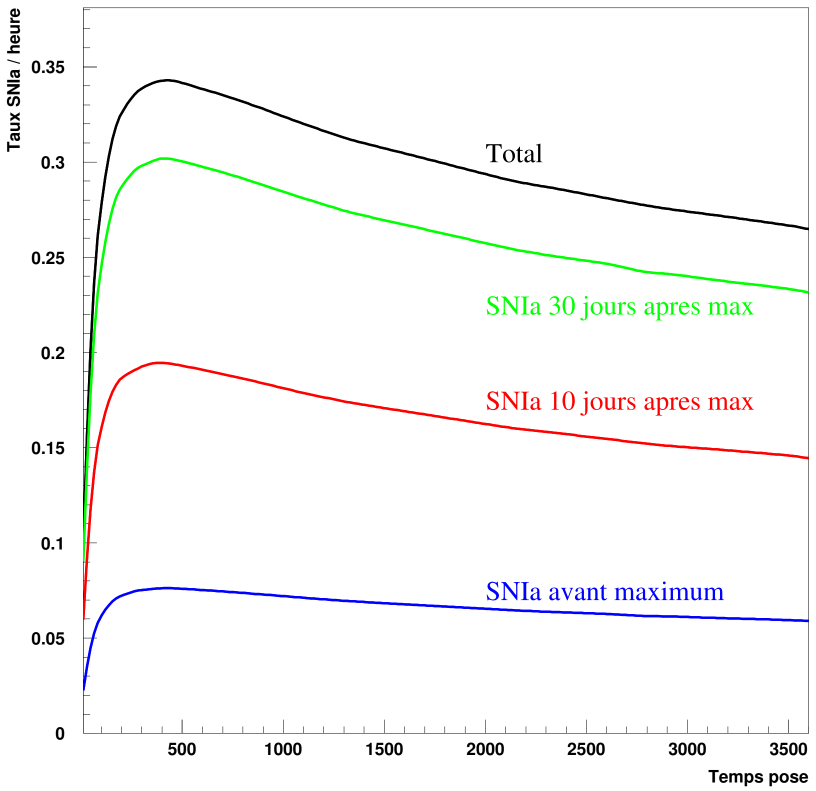


FIG. 5.1 – *Nombre de SNIa attendues en fonction du nombre d'observations*

T_m désigne ici le temps mort, incompressible, séparant chaque pose (chapitre 3). Actuellement, T_m se monte à 120 secondes environ et représente une fraction non négligeable du temps d'observation total. La quantité $\mathcal{R}(z)\ T_c(z)\ dV(z)$ exprime le nombre de supernovæ détectables par la recherche, ayant explosé dans le volume $dV(z)$: $\mathcal{R}(z)$ est le taux d'explosion mentionné ci-dessus, exprimé en SNe par unité de volume et de temps ; $T_c(z)$ désigne le *temps de contrôle*, *i.e.* le temps pendant lequel une supernova ayant explosé dans le volume $dV(z)$ reste détectable par la recherche. $T_c(z)$ s'exprime simplement en fonction de l'efficacité de la recherche $\varepsilon(m_{SN}(t,z), m_{gal}, m_{ciel}\dots)$ qui donne la probabilité pour qu'une supernova de magnitude apparente m_{SN} soit détectée par la recherche : $T_c = \int_{-\infty}^{+\infty} \varepsilon(t,z,\dots)\ dt$. Ainsi, le nombre total de SNIa détectables par unité de temps est donné par :

$$\mathcal{N} = \frac{N}{T} \quad = \quad \omega_c \left(\frac{c}{H_0}\right)^3 \left(\frac{1}{T_m + T_p}\right) \int_0^{z_{lim}} \mathcal{R}(z) T_c(z) z^2 dz \tag{5.16}$$

La figure (5.1) présente les variations du rapport $\mathcal{N}$ pour les supernovæ de type Ia, en fonction du temps de pose, pour le télescope MARLY. On constate que ce taux de découverte décroit rapidement lorsque le temps de pose T_p devient inférieur au temps mort T_m : en effet, lorsque T_p décroît le nombre de poses par heure stagne, de l'ordre de T/T_m, tandis que le volume sondé à chaque pose diminue. Pour $T_p \gg T_m$, par contre, on vérifie que $N(z)/T \propto {T_p}^{-1/4}$.

Le but de notre recherche est de découvrir des SNIa de préférence avant leur maximum de luminosité. Nous avons indiqué figure (5.1) le nombre total $\mathcal{N}$ de SNIa découvertes par heure d'observation, $\mathcal{N} \sim 0.35$ SNIa/h, le nombre de SNIa âgées de 30 jours au plus et de 10 jours au plus, $\mathcal{N}_{30} \sim 0.3$ SNIa/h et $\mathcal{N}_{10} \sim 0.18$ SNIa/h respectivement, et enfin, le nombre de SNIa découvertes avant maximum, $\mathcal{N}_{<0} \sim 0.07$ SNIa/h. En 25 heures d'observation, la recherche menée par EROS II est donc à même de découvrir 5 SNIa, à un décalage spectral moyen de $z \sim 0.15$ à $z \sim 0.2$, au plus 10 jours après maximum. Rappelons toutefois que ces chiffres ne sont que des ordres de grandeur : ils dépendent de la valeur de la constante de Hubble (dépendance en h^{-3}) et sont en outre susceptibles de varier suivant l'état du télescope, l'absorption dans la zone visée et les conditions atmosphériques.

5.2 Détection automatique de supernovæ

Une supernova de type Ia pourra d'autant mieux être utilisée comme chandelle standard que sa luminosité maximale sera précisément mesurée. Cela impose de découvrir des SNe aux alentours de leur maximum de luminosité, voire avant, ce qui est d'autant plus difficile que le temps de croissance des SNIa intermédiaires est de l'ordre d'une dizaine de jours environ, pour des valeurs de z proches ou intermédiaires. Les images de recherche sont donc traitées en ligne à La Silla, au plus tard quelques heures après leur acquisition.

EROS II consacre de 5 % à 10 % de son temps d'observation, soit environ 200 heures par an, à la détection de supernovæ. Afin de bénéficier d'un fond de ciel minimal, et donc d'un meilleur rapport signal sur bruit, les prises de données ne sont pas régulières, mais concentrées autour des périodes de nouvelle lune. Chaque campagne de recherche s'étend sur 5 à 10 nuits, et permet de couvrir entre 50 et 150 deg^2. Afin d'augmenter la proportion de supernovæ proches de leur maximum de luminosité, il est utile de disposer d'images de référence récentes.

5.2.1 Les champs de recherche

La figure (5.2) présente les champs surveillés tout au long de l'année par EROS II. Ils correspondent à des zones de faible densité stellaire, éloignées du plan galactique, afin de minimiser l'absorption. Une grande partie d'entre eux est commune avec le projet de recherche d'objets du halo à grand mouvement propre.

Un point important est que la recherche est faite « au hasard », sans privilégier des galaxies ou amas de galaxies précis[2]. En effet, pour $z_{lim} \sim 0.15$, le volume sondé au cours d'une pose est :

$$V \sim \omega_c \left(\frac{c}{H_0}\right)^3 \frac{z_{lim}^3}{3} \sim 2.58\ 10^4\ h^{-3}\ \mathrm{Mpc}^3 \tag{5.17}$$

Or, à cette échelle, la densité moyenne de galaxies fluctue de moins de 10%. Le nombre moyen de galaxies observées par pose, de l'ordre de 225 gal img^{-1}, est donc à peu près uniforme d'une image à l'autre. Ceci permet de s'affranchir d'erreurs systématiques telles que l'absorption propre à un amas ou à un groupe d'amas. Signalons qu'un quart de nos champs environ recouvre les zones étudiée par le *Las Campanas Redshift Survey* (LCRS) (Shectman *et al.*, 1996), afin de disposer d'une mesure de décalage spectral pour un certain nombre de galaxies. Ce recouvrement est mis à profit lors de la détermination du taux de SNIa (section 5.3.1).

En automne, d'août à décembre, la totalité de l'hémisphère Sud Galactique est observable. Les champs surveillés durant cette période sont majoritairement situés dans cette zone, à une

[2]A l'exception de quelques champs centrés sur des amas d'Abell.

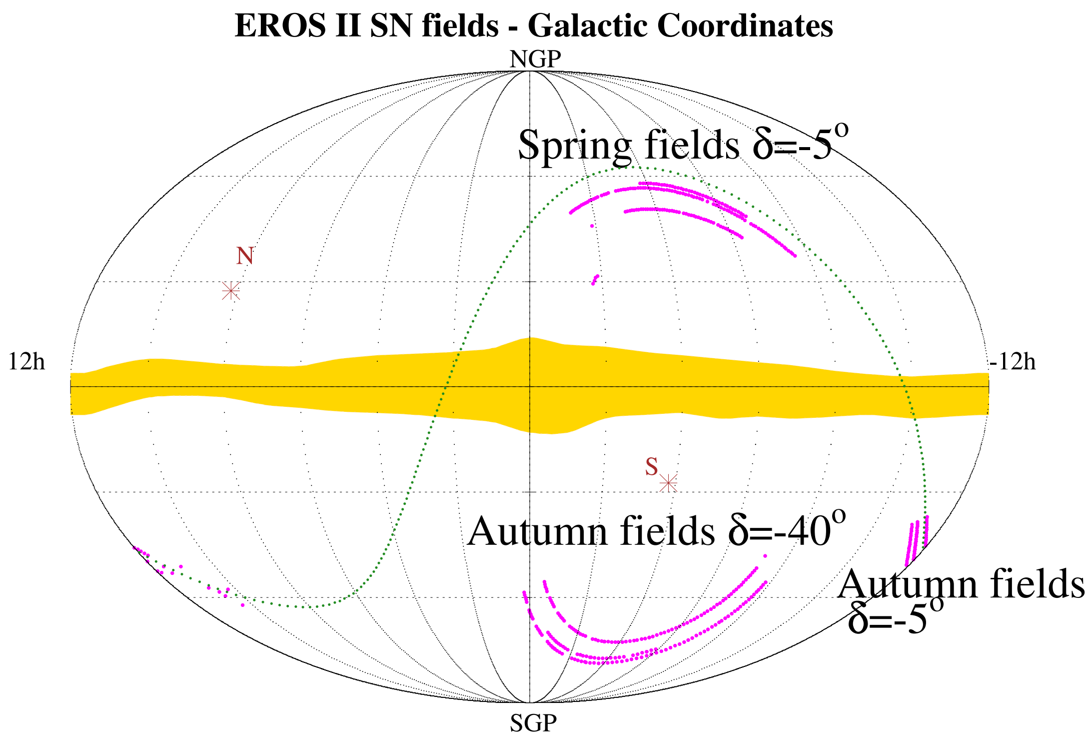


FIG. 5.2 – *Champs de recherche régulièrement couverts par EROS II, représentés en coordonnées Galactiques. On distingue, à 0 degré, la trace de la Galaxie. L'équateur terrestre et les pôles nord et sud terrestres sont également visibles. Les champs couverts par EROS sont divisés en deux groupes. Le premier, observable durant l'automne est situé à une déclinaison $\delta \sim -40^0$. Ils ont été choisis observables au zénith, et les plus éloignés possible du plan Galactique. Le second groupe est situé dans l'hémisphère nord Galactique, ($\delta \sim -5^o$).*

déclinaison moyenne $\delta \sim -40^0$. Ils ont été choisis proches du zénith, afin de minimiser l'absorption atmosphérique, et loin du plan Galactique, afin d'éviter l'effet des poussières de la Voie Lactée.

Les champs de recherche situés dans l'hémisphère nord Galactique sont assez proches de l'écliptique : la pollution par les astéroïdes y est importante. Par contre, ces zones présentent l'avantage d'être visibles de l'hémisphère nord, et donc accessibles à un plus grand nombre de télescopes de suivi. La saison privilégiée pour leur observation est le printemps, le pôle nord Galactique étant visible depuis LA SILLA de février à juin. Quelques champs situés dans l'hémisphère nord et observables en automne ont cependant été définis, afin de pouvoir éventuellement bénéficier de temps de suivi sur des télescopes situés dans l'hémisphère nord.

5.2.2 La chaîne d'analyse

Le programme de détection automatique de supernovæ, installé à LA SILLA sur 3 stations ALPHA/OSF1 et piloté depuis Paris, est capable de traiter jusqu'à 25 degrés carrés par jour — soit 600 images, brutes et réduites, soit environ 5 Go de données — et de fournir sous forme compacte les meilleurs candidats de chaque champ. Son fonctionnement et les techniques de détection qu'il met en œuvre sont décrits en détail dans (Hardin, 1998). Nous nous contenterons donc ici d'en résumer les principales caractéristiques.

Le principe de détection Le programme de recherche procède en deux étapes. Il détecte tout d'abord les objets nouvellement apparus dans la zone surveillée. Chaque image de recherche (image courante) est donc comparée avec un cliché analogue, pris quelques semaines plus tôt (image de référence). La technique de comparaison adoptée consiste à soustraire l'image de référence à l'image courante, le résultat de cette opération ne devant plus comporter que les sources nouvellement apparues (supernovæ mais aussi astéroïdes, rayons cosmiques...) ainsi que les objets dont le flux a varié (étoiles variables, noyaux actifs de galaxies...).

La seconde étape consiste à rechercher les supernovæ potentielles parmi les centaines de sources détectées sur l'image soustraite. Le filtre appliqué, réglé à l'aide d'une simulation Monte-Carlo, permet d'éliminer une grande partie du bruit de fond et de mettre en évidence les quelques candidats intéressants par clichés. Ceux-ci sont examinés visuellement, et les meilleurs candidats sont ensuite confirmés ou infirmés à l'aide d'observations photométriques, puis spectroscopiques complémentaires. Nous décrirons dans la suite ces deux étapes de manière un peu plus détaillée. Le lecteur à la recherche de renseignements plus précis se reportera à (Hardin, 1998).

Soustraction des images Le processus de soustraction mentionné plus haut est relativement délicat à mettre en œuvre, les deux images à comparer n'ayant pas été prises exactement dans les mêmes conditions. Un traitement préliminaire est donc nécessaire avant de pouvoir réaliser la soustraction pixel à pixel.

Dans un premier temps, les flux des étoiles de l'image de référence sont alignés sur ceux des objets de l'image courante. En effet, la valeur de l'absorption atmosphérique, la distance du télescope au zénith lors de la prise de vue ainsi que le fond de ciel peuvent varier notablement d'une nuit sur l'autre. Les objets de chaque image sont tout d'abord détectés à l'aide du programme `SExtractor` (Bertin & Arnouts, 1996), qui effectue également une classification étoiles-galaxies. On applique ensuite au signal de chaque pixel de l'image de référence une transformation linéaire, déterminée à l'aide des flux des objets les plus brillants du champ, identifiés comme étoiles par `SExtractor`.

L'étape suivante consiste à recaler géométriquement les deux images à comparer. En effet, le pointage du télescope n'est généralement précis qu'à quelques dizaines de secondes d'arc près. A l'aide des étoiles brillantes, on détermine la transformation géométrique qu'il faut appliquer à l'image de référence afin de la faire coïncider avec l'image courante. Appliquer une telle transformation nécessite de rééchantillonner l'image de référence : on fabrique à partir de l'image originale ϕ_{ij} une fonction continue $\phi(x, y)$ dont les valeurs sont calculées en interpolant les flux des pixels voisins. Pour décrire le fond, dont les variations spatiales sont lentes, une interpolation bilinéaire est suffisante ; on s'attache par contre à modéliser plus précisément la forme des objets à l'aide d'une interpolation spline de degré 3.

Le dernier paramètre qui peut varier notablement d'une nuit sur l'autre est la largeur de la tache d'étalement des étoiles (*Point Spread Function*, ou PSF), voire la forme de celle-ci. Le problème — difficile — consistant à trouver un noyau de convolution $K(x, y)$ tel que $PSF_{cur} = K \star PSF_{ref}$ est considérablement simplifié si l'on considère que la PSF est correctement modélisée par une gaussienne à deux dimensions, de paramètres $(\sigma_x, \sigma_y, \rho = 0)$. Il suffit alors de convoluer suivant x (resp. y) l'image de plus petit σ_x (resp. σ_y) par une gaussienne 1D de largeur $\sigma = (\sigma^2_{x_{cur}} - \sigma^2_{x_{ref}})^{1/2}$.

Sélection des candidats Il s'agit maintenant de détecter les objets présents sur l'image soustraite. Nous avons vu plus haut que lors de la procédure d'alignement géométrique, puis de la reconvolution, les images avaient subi l'équivalent d'un filtrage passe-bas. Un tel traitement fait artificiellement baisser le bruit, et corrèle les valeurs des pixels voisins, ce qui peut simuler l'apparition de nouvelles sources. Le détecteur utilisé est simple, rapide, et peu sensible au bruit : il consiste simplement à demander que le pixel maximum (ou amplitude A_{obj}) des objets soit supérieur à 1.5 σ_{fond}, et que le flux de cet objet dans un rayon de $2.5 \times \sigma_{seeing}$, $\Phi_{2.5\ \sigma}$, soit supérieur ou égal au flux qu'aurait une étoile de même amplitude, si la PSF était gaussienne :

$$\begin{cases} A_{objet} & \geq 1.5\ \sigma_{fond} = A_{seuil} \\ \Phi_{2.5\ \sigma_{seeing}} & \geq 2\pi\ \sigma_{seeing}^2\ A_{seuil} \end{cases} \tag{5.18}$$

A ce stade, près de 500 objets sont détectés sur chaque CCD, pour bien moins d'une supernova attendue. L'essentiel de ce bruit de fond est éliminé en appliquant un filtre en quatre étapes :

1. Notre algorithme de détection, bien que peu sensible au bruit, est tout de même à l'origine d'une certain nombre de fausses détections. Celles-ci sont éliminées en demandant que les candidats acceptables aient un flux supérieur à une valeur seuil, fonction du bruit affectant les deux images comparées. Cette première coupure élimine près de 96% des candidats.
2. Une part importante des faux candidats est due à un alignement géométrique imparfait, notamment en bord de CCD. La soustraction présente alors un profil caractéristique en « creux et bosse » représenté figure. Ces fausses alertes sont éliminées en comparant deux estimations de leur flux, calculées par deux photométries d'ouverture de rayons différents.
3. L'étape suivante consiste à étudier la forme des candidats non encore éliminés : une supernova est une source ponctuelle, et son profil sur l'image soustraite doit être celui de la PSF du télescope. Un profil gaussien est ajusté sur chacun des objets sélectionnés et les valeurs des paramètres (σ_x, σ_y, σ_a, σ_b) sont comparées au seeing moyen de l'image courante et de l'image de référence.
4. Enfin, un bruit résiduel provient du fait que la soustraction est moins précise au centre des objets : le résidu de la soustraction au centre d'une galaxie peut être cause d'une fausse alerte. On réduit dans une large mesure de telles erreurs en augmentant le seuil en flux pour les objets situés à moins de trois pixels du centre de la galaxie hôte.

Examen visuel Il reste alors un peu moins d'une alerte par CCD. Chacune est examinée par le responsable de la détection, qui prend la décision de la rejeter ou, au contraire, de demander une image de confirmation. En cas de doute, une seconde observation est systématiquement demandée afin d'éliminer toute ambiguïté. A ce stade, le scanneur est confronté à un bruit résiduel, que l'on peut grosso-modo classer en cinq grandes catégories.

La source de bruit la plus importante provient des rayons cosmiques. Ceux-ci peuvent interagir dans les CCD au cours de la pose, y déposer de l'énergie et ainsi simuler un nouvel objet. La majeure partie de ce bruit de fond est éliminée en fractionnant chaque pose en deux clichés de même durée. Un traitement préliminaire (Hamilton, 1999) détecte les objets présents sur une seule des deux images fractionnées, les identifie comme rayons cosmiques et masque la zone correspondante de l'image. Les poses fractionnées sont ensuite sommées, afin de produire une image de recherche. Il arrive que certains rayons cosmiques ne soient pas détectés, échappent ainsi au filtre préliminaire et soient identifiés comme candidats. Le scanneur les rejette aisément en comparant lui même les images fractionnées.

Chaque CCD présente un certain nombre de défauts (colonnes mortes, pixels « chauds ») qui peuvent simuler l'apparition de sources nouvelles. On maintient à jour une carte de ces zones qui sont masquées avant traitement. Certaines peuvent toutefois échapper temporairement à la chaîne d'analyse. Le scanneur vérifie donc l'état du flat field à l'emplacement du candidat, afin de s'assurer que le CCD n'est pas défectueux à cet endroit.

Nous avons signalé que le processus de soustraction est assez délicat à mettre en œuvre, et que quelques défauts peuvent être visibles sur l'image soustraite. La plupart de ces défauts sont éliminés par les coupures C2 et C3 (cf. § précédent, consacré à la sélection des candidats). Les autres sont aisément détectables à l'œil.

Les étoiles variables sont une source de bruit importante : en bord de CCD, zone où la PSF est déformée, la séparation étoiles-galaxies est moins performante, et une augmentation du flux d'une étoile peut être vue comme l'explosion d'une supernova au cœur de sa galaxie hôte. Une partie de ces candidats est éliminée en s'appuyant sur la classification étoiles-galaxies opérée par `SExtractor`. La relation entre la brillance de surface et le flux de l'objet hôte donne également une indication précieuse.

La dernière source de bruit est constituée par les astéroides. Du fait de leur grand mouvement propre, ces objets peuvent simuler l'apparition de sources ponctuelles. Suivant les positions relatives de la Terre et de l'astéroïde, la vitesse apparente de celui-ci peut être importante (quelques secondes d'arc par minute), ou beaucoup plus faible (une fraction de seconde d'arc par minute). Dans le premier cas, le mouvement propre du candidat peut être détecté en comparant les images fractionnées. Dans le second cas, le déplacement est indétectable. Une fraction significative de ce bruit peut être éliminée en exigeant que chaque candidat soit associé à un objet hôte. Ceci a par contre l'inconvénient d'éliminer les supernovæ dont la galaxie n'a pas été détectée du fait de sa trop faible brillance de surface. Dans tous les cas, une image de confirmation est nécessaire, afin de s'assurer que le candidat n'est pas un astéroïde.

5.2.3 Performances actuelles et évolutions futures

La chaîne est capable de traiter près de vingt degrés carrés en une demi-journée. Son efficacité, proche de 90 %, est présentée figure (5.3) en fonction de la magnitude apparente de la supernova dans la bande V. Un des objectifs de la recherche menée par EROS II est cependant de réduire le décalage spectral moyen des supernovæ détectées de $z \sim 0.15$ à $z \sim 0.1$, tout en conservant un taux de découverte acceptable. Pour cela, il faut être en mesure d'augmenter considérablement la surface couverte, ainsi que les capacités de traitement du programme de détection. Un travail visant à accélérer le traitement des données, notamment en limitant le nombre d'entrées sorties effectuées par la chaîne est en cours.

5.3 Résultats de la recherche EROS II

Le programme de recherche systématique de supernovæ proches a été lancé au printemps 1997. Très vite, il est apparu que le taux de découverte était conforme à l'estimation faite en préparant la campagne d'observations. La principale difficulté résidait dans l'obtention de temps suivi spectroscopique et photométrique. En effet, une fois qu'une supernova est identifiée, il importe de déterminer son type, et son âge, ce qui n'est faisable que grâce à des observations spectroscopiques.

Une mesure du taux d'explosion de supernovæ ne requiert pas de suivi photométrique. Par contre, l'étude des SNIa en tant que chandelles standard est très coûteuse en moyens de suivi : une supernova sera considérée comme bien échantillonnée si l'on dispose d'une quinzaine de points de suivi dans au moins quatre bandes spectrales différentes ; le temps de pose nécessaire,

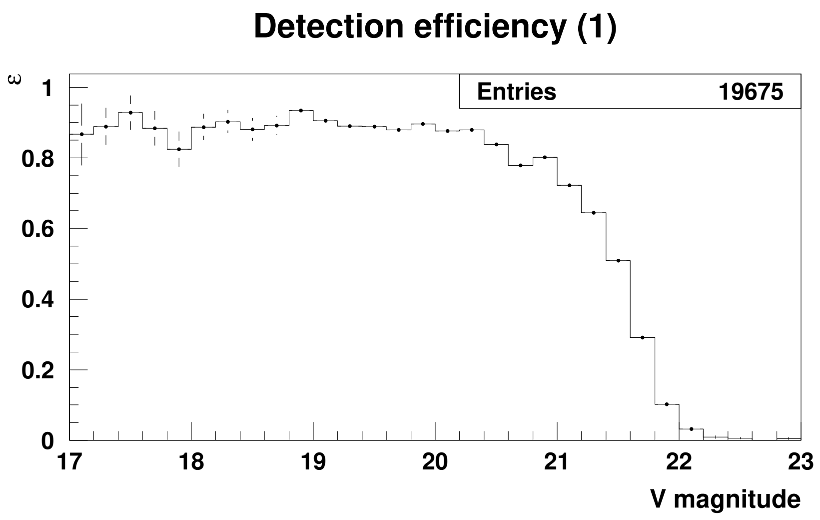


FIG. 5.3 – *Efficacité intégrée de la chaîne en fonction de la magnitude de la supernova détectée, déterminée par simulation Monte-Carlo. L'efficacité est fonction de plusieurs autres variables, telles que la distance de la SN au centre de la galaxie hôte, la magnitude de la galaxie hôte etc...On retrouve le fait que la magnitude limite de la recherche est environ* $m_{lim} \sim 21.5$.

variable selon l'âge et le décalage spectral de la SN, est d'environ 15 minutes. Compte tenu des temps morts, le suivi photométrique d'un lot d'une dizaine de SNe demandera donc environ 200 heures d'observations, réparties sur environ 3 mois, soit près du tiers du temps disponible sur un télescope. Une telle somme exige de disposer d'un télescope dédié.

Or le MARLY, bien adapté pour détecter des supernovæ, n'est pas un télescope approprié pour le suivi. Les bandes passantes $\mathcal{B}_{EROS}$ et $\mathcal{R}_{EROS}$ ne sont pas standard, et leur calibration est d'un usage difficile, surtout pour des objets comme les SNIa, dont le spectre n'est pas bien décrit par un corps noir. Par ailleurs, suivre une supernova (ainsi que les étoiles environnantes pour intercalibrer les images) nécessite un télescope disposant tout au plus d'un champ de 10' × 10', soit environ 3% de la surface couverte par le MARLY au cours d'une pose. Enfin, aucune observation spectroscopique n'est possible avec EROS II. Un programme de recherche et d'étude de supernovæ proches n'est donc possible que dans le cadre d'une collaboration entre plusieurs groupes mettant en commun leurs moyens de détection et de suivi.

5.3.1 Les premières campagnes de recherche : 1997-1998

Durant les deux premières années, 7 campagnes de recherche ont été entreprises, pour un total de 90 heures d'observations. Près de 35 SNe ont été découvertes durant cette période, soit un taux moyen de 0.4 SN par heure d'observation, ce qui est compatible avec les prévisions. Dès lors, la principale difficulté consistait à obtenir du temps de suivi spectroscopique et photométrique afin d'identifier, puis d'étudier les SNe détectées.

La table (5.1) résume les caractéristiques des supernovæ découvertes durant cette période. On constate qu'une identification spectrale n'a pu être réalisée que pour 10 d'entre elles seulement grâce à du temps obtenu sur le télescope de 3.60 m de l'ESO (*La Silla*, Chili), le télescope de

SN#	Nom	Découverte	RA	DEC	type	z
EROS/SN/4	SN1997dh	21/10/97	23 : 45 : 17.00	−44 : 56 : 47.0	Ic	0.05
EROS/SN/5	SN1997dj	24/10/97	01 : 14 : 41.10	−40 : 35 : 49.2	?	?
EROS/SN/6	SN1997dk	26/10/97	23 : 43 : 38.70	−41 : 19 : 25.4	Ia	0.05
EROS/SN/7	SN1997dl	26/10/97	23 : 43 : 38.50	−41 : 19 : 20.0	Ia	0.05
EROS/SN/8	SN1997dm	26/10/97	00 : 30 : 12.80	−41 : 06 : 08.9	?	?
EROS/SN/9	SN1997eb	19/11/97	02 : 53 : 00.15	−03 : 36 : 38.1	?	?
EROS/SN/10	SN1997ec	20/11/97	03 : 49 : 07.82	−01 : 44 : 26.7	?	0.125
EROS/SN/11	SN1997ed	22/11/97	03 : 46 : 56.52	+00 : 41 : 45.4	Ia	0.154
EROS/SN/12	SN1997ee	23/11/97	03 : 07 : 24.82	−03 : 10 : 26.7	Ia	0.166
EROS/SN/13		24/02/98	01 : 57 : 59.34	−11 : 38 : 22.0	?	?
EROS/SN/14	SN1998U	03/03/98	11 : 36 : 32.20	−12 : 39 : 32.7	?	?
EROS/SN/15		04/03/98	13 : 10 : 36.50	−12 : 07 : 26.7	?	?
EROS/SN/16		04/03/98	12 : 28 : 44.50	−12 : 37 : 07.9	?	?
EROS/SN/17	SN1998bx	21/04/98	11 : 12 : 28.05	−05 : 58 : 09.9	?	?
EROS/SN/18	SN1998by	21/04/98	11 : 25 : 07.20	−05 : 23 : 15.2	?	?
EROS/SN/19	SN1998bz	21/04/98	12 : 11 : 05.84	−05 : 35 : 33.8	?	?
EROS/SN/20	SN1998ca	24/04/98	12 : 13 : 29.24	−06 : 23 : 42.0	II	0.028
EROS/SN/21	SN1998cb	28/04/98	10 : 40 : 16.07	−06 : 15 : 17.2	?	?
EROS/SN/22	SN1998ci	19/05/98	12 : 41 : 01.12	−06 : 39 : 48.2	Ia	0.025
EROS/SN/23	SN1998cj	21/05/98	12 : 19 : 43.00	−12 : 13 : 42.5	II	0.014
EROS/SN/24		21/05/98	12 : 03 : 06.50	−12 : 37 : 42.1	?	?
EROS/SN/25		20/05/98	14 : 02 : 42.87	−05 : 45 : 05.1	?	?
EROS/SN/26		01/07/98	00 : 27 : 13.70	−39 : 25 : 23.0	?	?
EROS/SN/27		01/07/98	22 : 55 : 54.64	−39 : 26 : 29.8	?	?
EROS/SN/28		05/07/98	22 : 20 : 17.90	−44 : 34 : 00.0	?	0.0646
EROS/SN/30		26/10/98	03 : 12 : 29.09	+00 : 07 : 26.7	?	?
EROS/SN/31		17/11/98	03 : 36 : 28.28	+01 : 07 : 45.1	?	?
EROS/SN/32	SN1999f	12/01/99	11 : 27 : 12.40	+06 : 10 : 30.0	Ia	0.18
EROS/SN/33	SN1999g	12/01/99	11 : 27 : 12.40	+06 : 10 : 30.0	Ia	0.17
EROS/SN/34	SN1999h	14/01/99	10 : 04 : 32.56	−05 : 40 : 46.3	?	0.0567
EROS/SN/35	SN1999i	15/01/99	10 : 47 : 26.53	−05 : 58 : 42.6	?	?

TAB. 5.1 – *Supernovæ découvertes durant la première phase de la recherche (1997-1999). 35 supernovæ omt été découvertes, le type de 10 d'entre elles seulement ayant pu être identifié.*

3.50 m de l'ARC (*Apache Point Observatory*, Nouveau-Mexique) et le *William Herschel Telescope* (*Isaac Newton Group*, Observatoire des Canaries). 7 de nos candidats étaient de type Ia, 1 de type Ic et 2, de type II. En utilisant cet échantillon restreint, une détermination du taux d'explosion des SNIa à un décalage spectral de 0.15, $\mathcal{R}(z \sim 0.15)$, a pu être effectuée (Hardin, 1998).

Mesure du taux d'explosion à $z \sim 0.15$ L'intérêt de la mesure du taux d'explosion des SNIa à différents décalages spectraux a été décrit au chapitre 2. Une telle étude demande en particulier de bien maîtriser l'efficacité de la recherche. EROS II a publié une première valeur obtenue avec les 5 SNIa découvertes durant les recherches réalisées en octobre et novembre 1997 (Hardin, 1998).

Le taux d'explosion est généralement exprimé en *supernovae units* (SNu), autrement dit en SNe $/10^{10}\ L_{\odot_B}/100\ yr$. Avec cette convention, le nombre de supernovæ découvertes durant une recherche s'exprime au premier ordre :

$$\mathcal{N} = \mathcal{R} \times \sum_{gal} L_{gal} \times T_{gal} \tag{5.19}$$

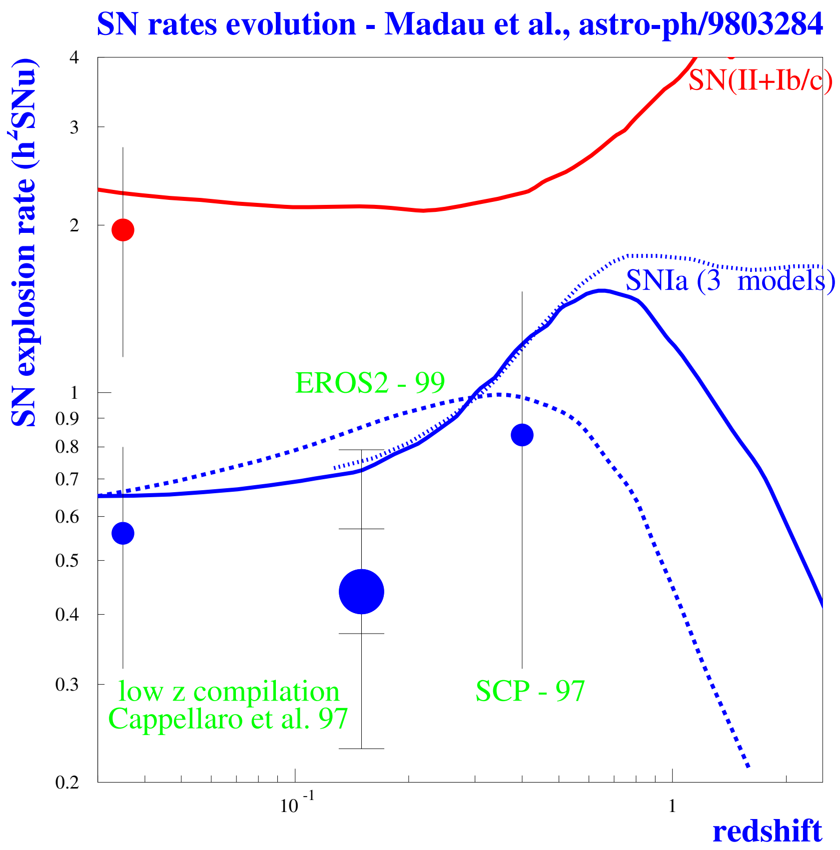


FIG. 5.4 – *Taux d'explosion de SNIa en fonction du décalage spectral. Bilan des mesures existantes. La mesure à $z \sim 0$ est calculée à partir de plusieurs recherches de supernovæ proches (Cappellaro* et al.*, 1997). Le point intermédiaire à $z \sim 0.15$ correspond à la mesure réalisée par EROS II (Hardin, 1998). Enfin, la mesure à $z \sim 0.4$ a été publiée par le* Supernova Cosmology Project *(Pain* et al.*, 1996). Les courbes correpondent aux prédictions pour différents modèles de progéniteurs. (adapté de (Madau* et al.*, 1998)).*

L_{gal} désigne la luminosité absolue de chaque galaxie, détectée par la recherche. T_{gal} désigne le *temps de contrôle* durant lequel une supernova explosant dans cette galaxie aurait pu être détectée. On définit l'efficacité de la recherche, comme la probabilité de détecter une supernova de décalage spectral z, dont le maximum est intervenu t jours avant les observations, $\varepsilon(t, z, \dots)$. Avec ces notations, le temps de contrôle s'exprime : $T_{gal} = \int \varepsilon(t, z, \dots)\, dt$.

La luminosité absolue totale à laquelle la recherche est sensible, $\mathcal{S} = \sum_{gal} L_{gal} \times T_{gal}$ est calculée comme suit. Tout d'abord, les galaxies présentes sur les champs de recherche sont détectées à l'aide du programme de détection `SExtractor` (Bertin & Arnouts, 1996), qui permet de discriminer entre sources pontuelles (étoiles, astéroïdes) et étendues (galaxies). Dans le même temps, leur magnitude apparente dans la bande R est calculée à partir des magnitudes EROS. On estime la distance de chaque galaxie, afin de pouvoir déterminer sa luminosité absolue. Or le décalage spectral de la plupart des galaxies surveillées est inconnu. On construit donc à partir de la fonction de luminosité de Schechter une loi $p(z|m)$ donnant la probabilité qu'une galaxie de luminosité apparente m ait un décalage spectral z. L'efficacité $\varepsilon(t, z, \dots)$ est calculé par

Monte-Carlo. Le taux d'explosion obtenu à l'issue de cette étude est égal à :

$$\mathcal{R} = 0.44^{+0.35}_{-0.21}\ ^{+0.13}_{-0.07}\ h^2 \text{ SNu} \tag{5.20}$$

En multipliant cette valeur par la densité lumineuse de l'univers dans la bande bleue, mesurée par (Lin *et al.*, 1996) : $\rho_L = 1.4 \pm 0.1\ 10^8\ h\ M_{\odot}\text{Mpc}^{-3}$, il vient :

$$\mathcal{R} = 0.62^{+0.49}_{-0.29}\ ^{+0.19}_{-0.11}\ h^3\ 10^{-4}\ \text{Mpc}^{-3}\ \text{yr}^{-1} \tag{5.21}$$

On constate que toutes ces quantités sont fonction de la constante de Hubble. Explicitons ces dépendances. Tout d'abord, le volume comobile est proportionnel à la quantité $(c/H_0)^3 \propto h^{-3}$. Par ailleurs, la mesure d'une densité lumineuse demande d'une part de mesurer la distance des galaxies étudiées ($d \propto h^{-1}$), d'autre part, le volume comobile occupé par ces objets. La densité lumineuse est donc proportionnelle à h. On déduit de ce qui précède qu'un taux d'explosion exprimé en nombre de supernovæ par unité de temps et de volume comobile est proportionnel à h^3 et que ce même taux d'explosion exprimé en SNu est proportionnel à h^2.

Etude des courbes de lumière de 6 SNIa suivies avec le MARLY Par contre, le temps photométrique accordé s'est révélé nettement insuffisant : au mieux, six points de mesure ont pu être collectés, dans deux bandes spectrales, ce qui ne permettait malheureusement pas de construire une courbe de lumière. Nous avons donc fait appel au télescope MARLY pour collecter des points de mesure complémentaires. Six courbes de lumière, ont pu être mesurées, dans les bandes $\mathcal{B}_{EROS}$ et $\mathcal{R}_{EROS}$. L'analyse de ces données est présentée dans (Hamilton, 1999). Toutefois, une photométrie précise n'est pas possible avec le MARLY. Les bandes passantes larges de ce dispositif, ainsi que les variations spatiales de la PSF sur la mosaïque sont les principales sources de cette limitation. En particulier, les mesures de flux des SNe, dont le spectre est sensiblement différent de celui d'un corps noir sont encore plus difficiles à calibrer que celles des étoiles. L'intérêt cosmologique de ces mesures s'en trouve de ce fait très limité.

5.3.2 Les campagnes de février–mars 1999

La découverte d'un nombre important de SNIa, proches ou intermédiaires, avant maximum est une tâche actuellement bien maîtrisée par la collaboration EROS II et quelques groupes à travers le monde (cf. table 5.3). L'étape suivante consiste à réunir suffisamment de moyens d'observation pour pouvoir suivre avec un bon échantillonnage les supernovæ découvertes. Or nous avons vu que le suivi photométrique et spectroscopique d'un lot d'une dizaine de supernovæ est très coûteux en temps d'observation. Par ailleurs, le taux de découvertes de supernovæ proches est faible et la détection d'une vingtaine de SNIa au moment de leur maximum exige la découverte et l'identification préalable d'une cinquantaine de supernovæ. Ce travail ne peut être concentré sur deux ou trois jours et exige de diposer de temps d'observation sur des télescopes de spectroscopie réparti sur toute la durée de la recherche, afin de pouvoir identifier au plus vite chaque supernova détectée.

La recherche commune En février et mars 1999, un consortium international, coordonné par le *Supernova Cosmology Project* a permis d'unir les efforts de 9 groupes de recherche parmi lesquels figurait EROS II (table 5.3). Le but était de détecter, puis de suivre une vingtaine de SNIa proches de leur maximum de luminosité situées à un décalage spectral moyen $z \sim 0.1$, et de réaliser un suivi photométrique et spectroscopique intense de chaque supernova découverte. Un tel effort permettrait d'augmenter d'un tiers environ le lot de SNIa photométriquement bien échantillonnées, et de doubler le nombre de SNIa disposant d'un bon suivi spectroscopique.

SN#	Nom	Découverte	RA	DEC	type	z
EROS/SN/32	SN1999f	12/01/99	11 : 27 : 12.40	+06 : 10 : 30.0	Ia	0.18
EROS/SN/33	SN1999g	12/01/99	11 : 27 : 12.40	+06 : 10 : 30.0	Ia	0.17
EROS/SN/34	SN1999h	14/01/99	10 : 04 : 32.56	−05 : 40 : 46.3	–	0.0567
EROS/SN/35	SN1999i	15/01/99	10 : 47 : 26.53	−05 : 58 : 42.6	–	–
EROS/SN/36	–	09/02/99	10 : 58 : 31.92	−12 : 36 : 28.7	AGN	0.165
EROS/SN/37	SN1999ad	09/02/99	11 : 33 : 18.46	−05 : 45 : 29.8	AGN ?	0.081
EROS/SN/38	SN1999af	12/02/99	13 : 44 : 50.95	−06 : 40 : 12.7	Ia	0.097
EROS/SN/39	SN1999ae	10/02/99	11 : 51 : 24.48	−04 : 39 : 08.3	II	0.076
EROS/SN/40	SN1999ag	12/02/99	12 : 15 : 22.81	−05 : 18 : 12.4	–	0.0988
EROS/SN/41	SN1999ah	13/02/99	12 : 09 : 37.20	−06 : 18 : 34.3	Ia ?	0.15
EROS/SN/42	SN1999ai	15/02/99	13 : 14 : 10.57	−05 : 35 : 43.7	II	–
EROS/SN/43	SN1999ak	17/02/99	11 : 06 : 52.05	−11 : 39 : 13.3	Ia	–
EROS/SN/44	SN1999aj	17/02/99	11 : 22 : 39.34	−11 : 43 : 53.9	Ia	0.0186
EROS/SN/45	SN1999al	21/02/99	11 : 10 : 25.66	−07 : 26 : 37.1	Ic ?	0.065
EROS/SN/46	SN1999bi	10/03/99	11 : 01 : 15.74	−11 : 45 : 15.3	Ia	0.124
EROS/SN/47	SN1999bj	10/03/99	11 : 51 : 38.39	−12 : 29 : 08.3	Ia	0.16
EROS/SN/48	SN1999bk	14/03/99	11 : 28 : 52.01	−12 : 18 : 08.3	Ia	0.093
EROS/SN/49	SN1999bl	14/03/99	11 : 12 : 13.60	−05 : 04 : 44.8	Ia	0.30(!)
EROS/SN/50	SN1999bn	16/03/99	11 : 57 : 00.40	−11 : 26 : 38.4	Ia	0.12
EROS/SN/51	SN1999bm	17/03/99	12 : 45 : 00.84	−06 : 27 : 30.2	Ia	0.15
EROS/SN/52	–	15/03/99	12 : 47 : 33.56	−06 : 20 : 14.4	Fausse alerte	0.13
EROS/SN/53	SN1999bo	17/03/99	14 : 21 : 07.48	−05 : 57 : 25.8	Ia	0.13
EROS/SN/54	–	19/03/99	11 : 18 : 04.57	−08 : 55 : 21.4	Fausse alerte	0.23
EROS/SN/55	–	18/03/99	12 : 46 : 49.06	−12 : 23 : 54.5	–	–
EROS/SN/56	SN1999bq	19/03/99	13 : 06 : 54.46	−12 : 37 : 11.6	Ia	0.149
EROS/SN/57	SN1999bp	19/03/99	11 : 39 : 46.42	−08 : 51 : 34.8	Ia	0.07
EROS/SN/58	–	19/03/99	11 : 50 : 47.60	−08 : 56 : 58.1	–	–
EROS/SN/59	–	19/03/99	13 : 12 : 07.80	−12 : 07 : 30.8	–	–
EROS/SN/60	–	16/03/99	13 : 32 : 24.22	−05 : 39 : 21.8	–	–
EROS/SN/61	–	21/03/99	11 : 00 : 18.40	−07 : 38 : 55.8	–	–

TAB. 5.2 – *Supernovæ découvertes par EROS II en 1999. La plupart d'entre elles ont été détectées durant la campagne commune menée en février–mars 1999. Noter que l'identification spectroscopique du type des objets est parfois incertaine lorsque ceux-ci sont trop faibles, ou que le flux de la galaxie hôte est trop important.*

Nom	⊘ télescope (m)	⊘ caméra	pixel (”)	T_{pose} (s)	Filtre
EROS II (‡)	1.00	$1.24^o \times 0.7^o$	0.60”	300	V
KAIT[a] (††)	0.76	$6.6' \times 6.6'$	0.8”	30	—
MSACSS[b] (‡‡)	1.30	$45' \times 45'$	0.6”	—	V
NEAT[c] (⊥)	1.20	2.54	1.40	60	—
NGSST[d] (†)	0.90	$59' \times 59'$	0.44”	240	R
QUEST	1.00	$2.30 \times t$	1.00	550	V
SpaceWatch[e] (⋆)	0.90	$0.57 \times t$	1.05	430	OG515
Tenagra Obs.	—	—	—	—	—
Wise[f] (▽)	1.00	$11'95'' \times 11'95''$	0.70	—	—

[a] *Katzman Automatic Imaging Telescope*. Observatoire Lick, Californie. (Filippenko *et al.*)
[b] *Mount Stromlo Abell Cluster Supernova Search*, Mt Stromlo, Australie (Schmidt, Germany & Reiss).
[c] *Near Earth Asteroid Tracking* , (Helin, Pravdo & Rabinovitz).
[d] *The Nearby Galaxies Supernova Search Team*, CTIO, Chili. (Strolger, Smith *et al.*)
[e] *The SpaceWatch Project*, Kitt Peak, Arizona, (McMillan & Larsen).
[f] *Wise Observatory Optical Transient Search*. Gal-Yam *et al.*

TAB. 5.3 – *Groupes ayant participé à la campagne commune organisée au printemps 1999.*

Le temps d'observation total consacré à la détection par les principaux groupes du consortium est important : près de 330 heures, pour une surface couverte totale de 1340 $\deg^2$. 53 supernovæ ont été détectées par le consortium, la moitié environ ayant été découverte par EROS II. 19 d'entre elles (8 découvertes par EROS II) ont été identifiées comme SNIa, proches du maximum ou avant maximum (table 5.4). Le décalage spectral moyen est un peu plus élevé que celui initialement envisagé (figure 5.5). Nous avons montré en effet que la profondeur d'une recherche est principalement déterminée par la taille du miroir primaire, ajuster le temps de pose n'ayant qu'un effet assez faible. En particulier, le temps d'observation nécessaire à une recherche varie comme z^{-2}. Dans le cas d'EROS II, et de la plupart des recherches participant au consortium, détecter des supernovæ à $z \sim 0.1$ aurait demandé soit de réduire considérablement les temps de pose et le temps mort, soit de disposer de 2.5 fois plus de temps d'observation.

Suivi photométrique et spectroscopique Au total 20 supernovæ ont fait l'objet d'un suivi photométrique et spectroscopique : les 18 objets trouvés par le consortium, auxquelles s'ajoutent deux alertes supernovæ proches de leur maximum, publiées dans des circulaires IAU. Le consortium a disposé de moyens de suivi spectroscopique et photométrique considérables : près de 29 nuits sur 9 télescopes spectroscopiques, et 80 nuits sur 8 télescopes de photométrie.

Les supernovæ détectées ont cependant bénéficié d'un suivi assez inégal. La stratégie adoptée a en effet consisté à privilégier les supernovæ les plus proches, au détriment des SNIa à décalage spectral $z \geq 0.1$. Les premières étaient en effet susceptibles d'être plus facilement suivies, et d'être intégrées aux études portant sur la détermination de la magnitude absolue et de la couleur intrinsèque de ces objets.

5.4 Résumé et Conclusion

La recherche de supernovae proches et intermédiaires demande de couvrir des surfaces importantes en un minimum de temps, et nécessite de disposer de quantités importantes de temps d'observation, sur un télecope à grand champ. La profondeur de la recherche dépend principalement de la taille du miroir, et marginalement des temps de pose utilisés pour les images de recherche. La Collaboration EROS II qui dispose d'un télecope de 1 mètre de diamètre, équipé de caméras couvrant chacune 1 $\deg^2$, est bien placée pour découvrir des supernovæ proches, situées un décalage spectral moyen $z \sim 0.15$. Le taux moyen de dcouverte est de une supernova pour 2 heures d'observation. Ce taux peut varier suivant les directions d'observation (présence de poussières interstellaires), et les conditions atmosphériques.

Au printemps 1999, une recherche commune réunissant 9 groupes sous la direction du *Supernova Cosmology Project* a permis de détecter plus de 50 supernovæ. Une vingtaine d'entre elles étaient des supernovæ de type Ia proches du maximum. Chacune a bénéficié d'un suivi photométrique et spectroscopique assez important. Nous avons vu cependant au chapitre 2 que deux approches complémentaires pouvaient être adoptées. La première consiste à étudier des supernovæ très proches, de manière à déterminer leur magnitude absolue et leur couleur intrinsèque. La seconde revient à constituer un lot homogène de supernovæ de type Ia situées dans le flot de Hubble, afin d'entreprendre des études de standardisation. La première alternative a été choisie dans cette étude, les SNIa proches ayant faire l'objet d'un suivi nettement meilleur.

Nous présentons dans la suite une première analyse du suivi photométrique des SNIa découvertes au printemps 1999. Les techniques d'analyse, développées au cours de ce travail de thèse et permettant de déterminer les courbes de lumière de ces objets sont décrites dans le chapitre 6. Nous présenterons ensuite succinctement au chapitre 7 les données relatives à chaque supernova. Enfin, nous comparerons ce lot de SNIa aux autres objets proches déjà publiés, et nous présenterons une première mesure de H_0.

Nous verrons dans la suite que la principale difficulté de cette analyse tient au caractère très hétérogène des données de suivi : la grande diversité des télescopes de suivi rend délicate leur intercalibration. Par ailleurs, une supernova ne peut être analysée de la même manière suivant qu'elle est proche ou lointaine. Si cette recherche est un succès, il semble que la technique consistant à suivre un grand nombre d'objet avec des télescopes de photométrie et de spectroscopie distincts, et non dédiés a atteint ses limites. Plusieurs projets permettant de réaliser simultanément un suivi photométrique et spectroscopique sont en cours de réalisation et permettront d'améliorer considérablement la qualité des données proches dont nous disposons.

SN	RA	DEC	z	IAU Circ.	Date découverte (jours / maximum)	Particularités
99aa	08 : 27 : 42.03	+21 : 29 : 14.8	0.014	*IAUC 7108*	+0	∼ SN1991T
99ac††	16 : 07 : 15.01	+07 : 58 : 20.4	0.009	*IAUC 7114*	+0	∼ SN1991T
99af‡	13 : 44 : 50.95	−06 : 40 : 12.6	0.097	*IAUC 7117*	+7	
99ao‡‡	06 : 27 : 26.37	−35 : 50 : 24.2	0.054	*IAUC 7124*	−8	
99ar†	09 : 20 : 16.00	+00 : 33 : 39.6	0.150	*IAUC 7125*	+0	
99at$^{\perp}$	10 : 23 : 11.30	+17 : 59 : 06.0	0.027	*IAUC 7128*	< +10	
99au†	08 : 58 : 58.01	−07 : 22 : 09.9	0.124	*IAUC 7130*	−7	∼ SN1986G
99av†	10 : 55 : 49.70	−09 : 20 : 22.9	0.050	*IAUC 7130*	< +7	
99aw†	11 : 01 : 36.37	−06 : 06 : 31.6	0.040	*IAUC 7130*	< +7	∼ 1991T
99ax$^{\nabla}$	14 : 03 : 57.92	+15 : 51 : 09.2	0.050	*IAUC 7130*		SNIa tardive
99be*	08 : 23 : 38.60	+18 : 18 : 20.4	0.019	*IAUC 7134*	< +7	
99bf*	11 : 49 : 52.28	−00 : 41 : 19.9	0.240	*IAUC 7134*	+0	
99bh††	10 : 54 : 46.97	+61 : 17 : 20.0	0.017	*IAUC 7135*		∼1991bg
99bi‡	11 : 01 : 15.76	−11 : 45 : 15.2	0.124	*IAUC 7136*		
99bk‡	11 : 28 : 52.01	−12 : 18 : 08.3	0.096	*IAUC 7136*	+0	
99bm‡	12 : 45 : 00.84	−06 : 27 : 30.2	0.150	*IAUC 7136*	+0	
99bn‡	11 : 57 : 00.40	−11 : 26 : 38.4	0.120	*IAUC 7136*	+0	
99bp‡	11 : 39 : 46.42	−08 : 51 : 34.8	0.077	*IAUC 7136*	−8	
99bq‡	13 : 06 : 54.46	−12 : 37 : 11.6	0.149	*IAUC 7136*	+0	
99by††	09 : 21 : 52.07	+51 : 00 : 06.6	0.002	*IAUC 7156*	−0	∼1991bg

TAB. 5.4 – *SNIa découvertes par la recherche commune et retenues pour une étude approfondie. A l'exception de* SN1999ax *qui avait été initialement mal identifiée, toutes les supernovæ retenues ont été découvertes moins d'une semaine après leur maximum. La plupart appartiennent au flot de Hubble ($\langle z \rangle \sim 0.15$). Quelques-unes sont cependant nettement plus proches, et peuvent contribuer à l'étude de la luminosité absolue maximale des SNIa.*

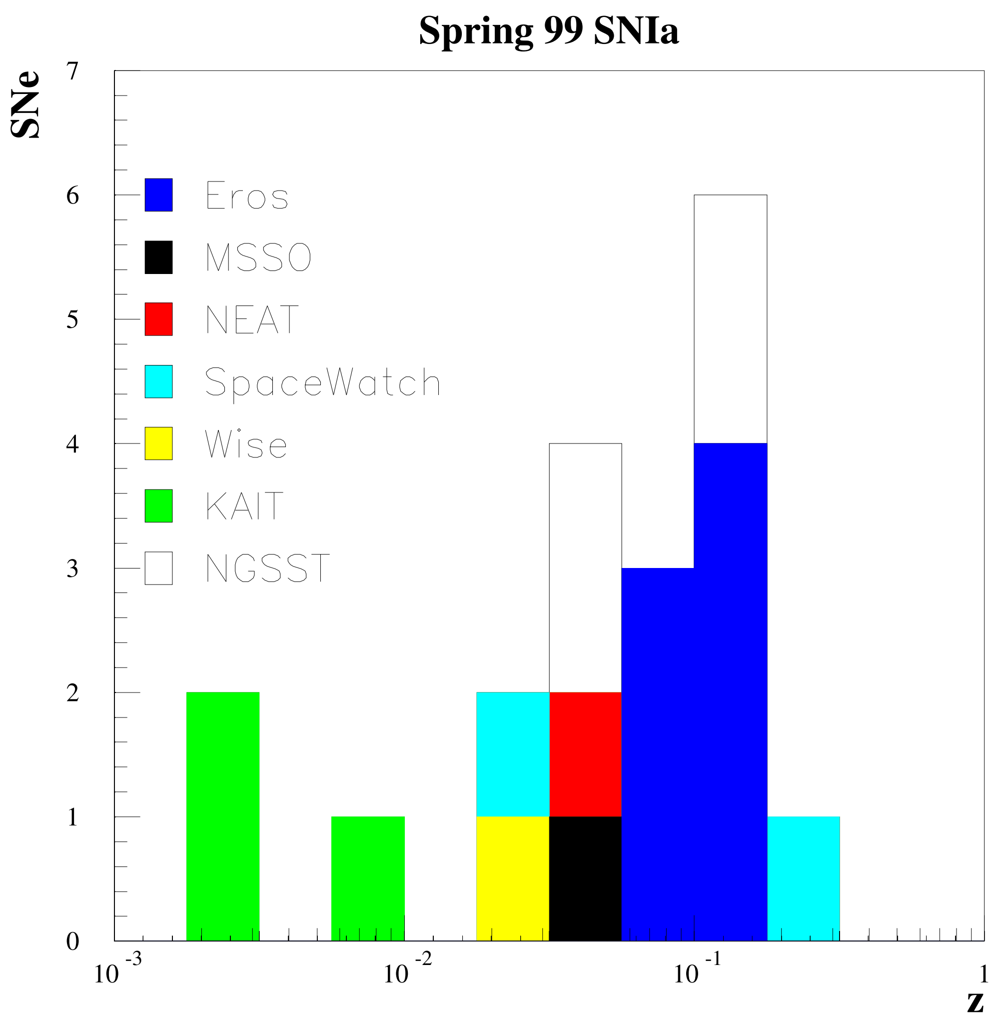


FIG. 5.5 – *Décalage spectral des supernovæ découvertes par le consortium au printemps 1999. La plupart de ces supernovæ appartiennent au flot de Hubble ($z \geq 0.02$), à l'exception notable de* `SN1999`, `SN1999` *et* `SN1999`, *découvertes par la collaboration* `Kait`.

Troisième partie

Analyse

Chapitre 6

Production des courbes de lumière

Les supernovæ dont la découverte a été discutée au chapitre précédent ont bénéficié d'un suivi photométrique intensif : 10 télescopes ont été mobilisés et, pour chaque supernova, quinze points de mesure en moyenne ont été collectés dans cinq bandes standard. Nous présentons dans ce chapitre les techniques d'analyse employées pour reconstruire, à partir des images de suivi brutes, l'évolution de la luminosité des SNIa découvertes au printemps 1999.

Notons que ce lot de supernovæ a également fait l'objet d'un suivi spectroscopique important, qui a mobilisé 6 télescopes de plus de 2.5 mètres de diamètre. L'analyse de ces données ne sera pas abordée dans ce travail de thèse.

La première étape de l'analyse consiste à déterminer, à partir des images de suivi, la luminosité apparente de la supernova et des étoiles environnantes. Ces flux dépendent des caractéristiques du télescope employé (taille du miroir, efficacité quantique des CCD etc...) et doivent ensuite être exprimés dans des unités standard. Cette seconde étape (intercalibration des télescopes et calibration absolue des courbes de lumière) est délicate, en raison du grand nombre d'instruments ayant participé au suivi.

Dans une première partie, nous présenterons succinctement les télescopes de photométrie utilisés, et nous décrirons les données analysées dans cette thèse. Une des difficultés de l'analyse est due à leur forte hétérogénéité qui complique l'automatisation des procédures de traitement. Dans un second temps, nous présenterons les techniques de photométrie développées pour l'analyse des images, et nous évaluerons leurs performances. Enfin, nous aborderons le problème de l'intercalibration des données provenant de télescopes différents, ainsi que celui de la calibration absolue de nos courbes de lumière. Les mesures relatives à chaque supernova seront présentées en détail au chapitre 7.

6.1 Les données photométriques

6.1.1 Les supernovæ retenues

La table (6.1) présente les supernovæ qui ont fait l'objet d'un suivi photométrique et spectroscopique intensif. Chacun de ces objets sera présenté en détail au chapitre 7. La stratégie de suivi adoptée a consisté à privilégier les supernovæ les plus proches. Ainsi, les courbes de lumière des objets comme `SN1999aa` ($z = 0.014$), `SN1999ac` ($z = 0.009$) ou `SN1999ao` ($z = 0.05$) ont bénéficié d'un bon échantillonnage. Une certaine attention a également été portée à certaines des SNIa classées comme « particulières » découvertes par le consortium : `SN1999aa`, `SN1999ac` ou `SN1999aw` appartiennent à la classe des SNIa sur-lumineuses à décroissance lente, dont le représentant le plus connu est `SN1991T` ; `SN1999au` est sous-lumineuse à décroissance rapide sur le

SN	Galaxie hôte	z	U	B	V	R	I	Particularité
SN1999aa (#3)	NGC 2595	0.014	24	29	29	29	24	∼ SN1991T
SN1999ac (#1)	NGC 6063	0.009	27	31	32	31	23	∼ SN1991T
SN1999af* (#17)	LCRS B134213.7-062515	0.097	11	12	18	12	14	
SN1999ao (#0)	MSACSS J062726.56−355024.2	0.054	20	18	19	17	17	
SN1999ar (#6)	MSACSS J092016.00+003339.6	0.150	9	14	15	14	8	
SN1999at (#5)	2MASX1 J1023116+175901	0.027	9	10	11	11	8	
SN1999au (#8)	WOOTS J085858.01−072209.9	0.124	11	14	13	13	13	∼ SN1986G
SN1999av (#9)	GNX 087	0.050	18	24	24	23	16	
SN1999aw (#7)	WOOTS J110136.37−060631.6	0.040	20	19	20	20	14	∼ SN1991T
SN1999ax (#20)	MAPS-NGP O_440_2753331	0.050	16	12	18	17	11	
SN1999be (#11)	CGCG 089−013	0.019	9	13	13	12	9	
SN1999bf (#10)	SCP J114952.28−004119.9	0.240	—	6	7	4	1	
SN1999bh (#2)	NGC3435	0.017	7	12	11	12	8	∼ SN 91bg
SN1999bi* (#12)	EROS J110115.76−114515.2	0.124	11	11	15	12	14	
SN1999bk* (#13)	EROS J112852.00−121801.8	0.096	5	9	17	13	13	
SN1999bm* (#16)	APMUKS(BJ) B124225.40−061107.2	0.150	2	9	10	6	4	
SN1999bn* (#14)	EROS J115700.46−112638.6	0.120	5	10	9	7	6	
SN1999bp* (#18)	EROS J113946.24−085137.4	0.077	12	13	15	13	8	
SN1999bq* (#15)	LCRS B130416.4−122114	0.149	2	7	11	5	5	
SN1999by (#19)	NGC 2841	0.002	9	9	9	9	9	∼ SN1991bg

TAB. 6.1 – *Le suivi photométrique des SNIa découvertes par le consortium. On indique pour chaque objet le nom de la galaxie hôte, son décalage spectral, et le nombre de points photométriques collectés dans chaque bande spectrale. Les supernovæ les mieux suivies sont très proches ou présentent des caractéristiques anormales. Un soin particulier a été apporté au suivi photométrique dans la bande U dans laquelle peu de mesures sont actuellement disponibles. Les supernovæ découvertes par EROS II sont marquées d'une astérisque.*

modèle de SN1986G. Enfin, SN1999by, très atypique, est analogue à SN1991bg : sous-lumineuse, anormalement rouge et à décroissance très rapide. Le nombre relativement élevé de SNIa « particulières » découvert par la recherche commune est compatible avec le taux mesuré par (Li *et al.*, 2000).

Les supernovæ découvertes par EROS II ont été marquées d'une astérisque dans la table (6.1). La plupart étaient trop lointaines pour faire partie des SNe les mieux suivies. Pour la plupart, elles ont néanmoins été suffisamment bien observées pour être exploitables.

6.1.2 Images de suivi, de référence et champs de calibration

Chaque supernova retenue a fait l'objet d'un suivi intensif entre sa découverte survenue en février ou mars 1999 et le mois de juin 1999, date où la plupart d'entre elles n'étaient plus observables. Durant cette période, la quasi-totalité du temps disponible sur chaque télescope a été consacré au suivi, et quasiment aucun champ de calibration n'a été observé.

De janvier à mars 2000, la galaxie hôte de chaque supernova a été réobservée, principalement à l'aide du télescope « danois » de 1.54 m, situé à l'observatoire de La Silla (ESO, Chili). Ces images dites « de référence », prises une fois la supernova disparue ont permis d'étudier le profil de luminosité de chaque galaxie hôte à l'emplacement de la supernova, en vue de le soustraire.

Télescope	⊘ miroir (m)	setup	Champ (arcmin)	Pixel (arcsec)	Gain	RON	CCD
Lick1.0m⋆	1.00	#1	6'	0.18"	2.94	6.76	
		#2		0.18"	2.94	6.76	
		#3	4.8'	0.28"	6.67	8.67	aminci (bin 2×2)
JKT⋆	1.00	#9	5.6'	0.33"	2.58	6.00	
KPNO2.1m	2.10	#13	5.2'	0.30"	2.73	10.45	
CTIO0.9m	0.90	#33	13.5'	0.40"	2.86	4.62	
CTIO1.5m	1.50	#15	14.8'	0.43"	2.78	3.97	
Danois⋆	1.54	#17	13.3'	0.39"	1.50	8.38	
ESO3.60m	3.60	#21	5.5'	0.16"	1.25	9.50	
Marly	1.00	#1	1 deg^2	0.61"	1.26	12.7	
YALO⋆	1.00	#1	10.2'	0.30"	4.61	10.3	
Mt Laguna	1.54"	#19	14'	0.30"	1.13	3.32	aminci
CFHT	3.60	#22	10'	0.60"	3.92	13.4	aminci
WIYN	3.50	#16	6.7'	0.20"	2.8	8.50	

TAB. 6.2 – *Télescopes ayant participé au suivi photométrique des supernovæ découvertes par le consortium au printemps 1999. Les télescopes marqués d'une astérisque sont ceux qui ont contribué à la plus grande partie du suivi. Une des difficultés de l'analyse vient du fait que la plupart des télescopes ont été utilisés avec des réglages différents d'un observateur à l'autre, ce qui a encore augmenté l'hétérogénéité des données. Les gains et bruits de lecture de chaque setup n'étaient pas toujours disponibles. Nous les avons redéterminés en étudiant la relation entre la valeur du fond de ciel et de ses fluctuations.*

Simultanément, une dizaine de champs standard différents ont été observés, afin d'obtenir une calibration précise du télescope « danois » et par conséquent une mesure de la magnitude des principales étoiles situées dans le champ de chaque supernova. Ces étoiles ont ensuite été mises à profit pour intercalibrer les images de suivi.

6.1.3 Les télescopes de suivi

La table (6.2) détaille les caractéristiques des instruments utilisés pour le suivi photométrique. Quatre d'entre eux ont joué un rôle particulièrement important :

1. Le télescope de 1 mètre de diamètre de l'observatoire Lick, situé dans l'hémisphère nord en Californie. Ce télescope a assuré plus du tiers du suivi photométrique total. Néanmoins les images provenant de cet instrument sont d'une qualité moyenne. En particulier, le rapport signal sur bruit obtenu est souvent médiocre.
2. Le télescope **YALO**, de 1 mètre de diamètre, basé au CTIO (*Cerro-Tololo Inter American Observatory*), au Chili. Ce télescope est le second en importance par le nombre d'images. Celles-ci sont de bonne qualité. Cependant, la bande passante R de cet instrument était à l'époque non standard (très large) et difficile à calibrer.
3. Le **Jacobus Kapteyn Telescope**, de 1 mètre de diamètre, fait partie du *Isaac Newton Group* situé à l'observatoire *del Roque de los Muchachos* à La Palma (Canaries).
4. Enfin, le télescope **Danois** de 1.54 mètre de diamètre, basé à l'observatoire de *La Silla* (ESO, Chili). Le temps d'observation sur ce télescope a été obtenu et exploité par la collaboration EROS2. Cet instrument a relativement peu contribué au suivi proprement

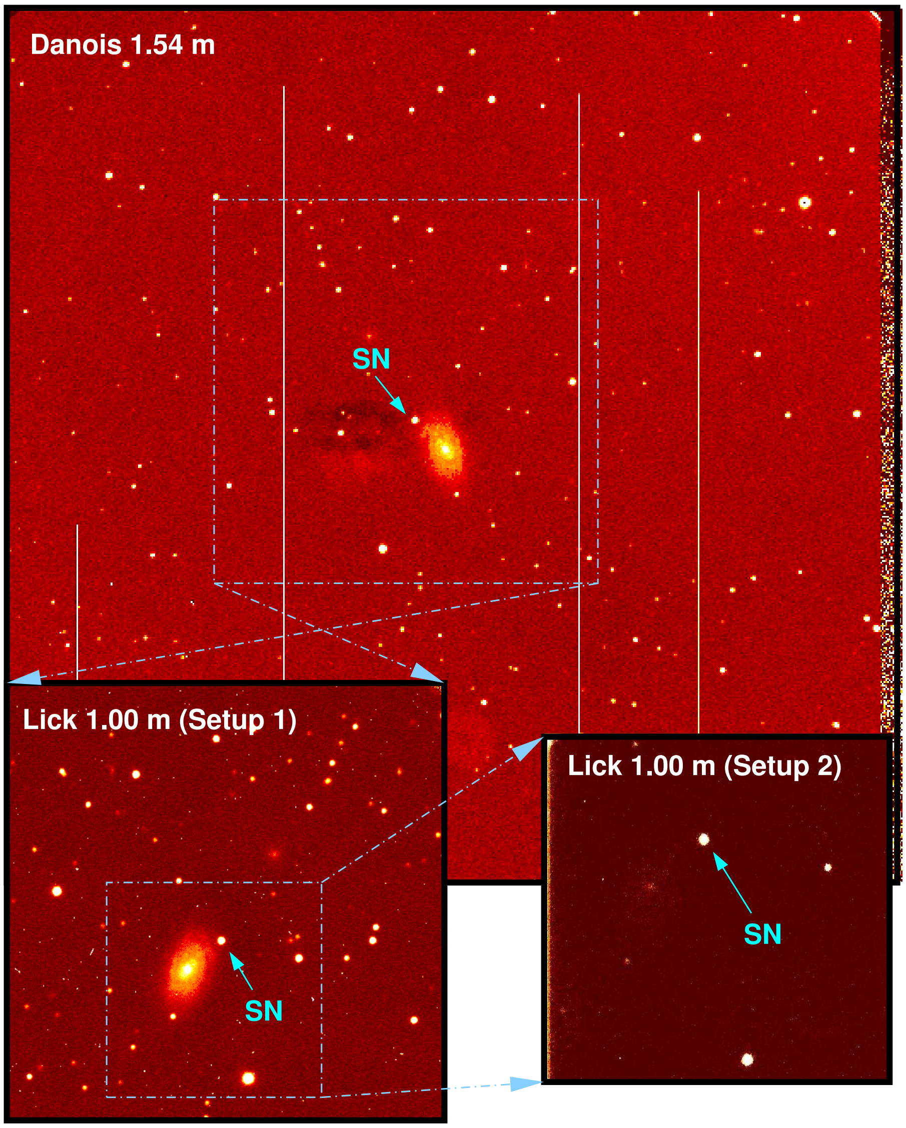


FIG. 6.1 – *Images de suivi de la supernova* `SN1999ac` *prises sur les télescopes* Danois *de 1.54 m de diamètre (haut) et Lick de 1.00 m de diamètre (bas). Ce dernier instrument a été utilisé avec deux CCD différents. Les images diffèrent d'un télescope à l'autre par les caractéristiques de leurs CCD (taille de pixel, gain, orientation) et la taille du champ.*

dit. Son importance vient du fait que la plupart des images de référence et de calibration en proviennent.

Comme nous l'avons déjà mentionné, un des problèmes posés par l'analyse de ces données réside dans leur hétérogénéité. La figure (6.1) présente trois images de suivi de la supernova `SN1999ac`, prises sur les télescopes 1.54 m « Danois », situé à La Silla, et 1.00 m de l'observatoire Lick, ce dernier étant utilisé avec deux CCD différents. La taille du champ couvert diffère notablement d'un télescope à l'autre. Par ailleurs, les caractéristiques des CCD (taille du pixel, gain, orientation) peuvent être très différentes d'un instrument à l'autre, ce qui complique l'automatisation du traitement des données. Enfin, les bandes passantes de deux télescopes différents ne sont pas parfaitement similaires, ce qui implique un important travail d'intercalibration des données. Signalons que les étapes de recalage géométrique et d'intercalibration photométrique des images dépendent fortement de la qualité des données. Elles seront d'autant plus difficiles et d'autant moins précises que le nombre d'étoiles sera faible.

Dans la suite de ce chapitre, nous décrirons les différentes étapes qui interviennent dans la production des courbes de lumière. Nous montrerons dans la section 6.2 comment les images sont indexées dans une base de données, puis corrigées des défauts des CCD et de l'optique de chaque télescope. La section 6.3 présente une vue générale du traitement des images ainsi réduites, en vue d'obtenir des courbes de lumière calibrées. Enfin, les sections 6.4 et 6.5 décrivent les étapes les plus importantes de l'analyse : la photométrie, qui permet de mesurer les flux des objets présents sur chaque image, et la calibration, qui consiste à exprimer ces flux dans un système d'unités standard.

6.2 Des données brutes aux données réduites

Les données de suivi photométrique ont été en grande partie disponibles en juin – juillet 1999, sous la forme d'image brutes. Cependant, pour certains télescopes (0.90 m et 1.50 m du CTIO en particulier), la plupart des images nous a été transmise beaucoup plus tard — jusqu'en juillet 2000. Certains observateurs, par contre, transmettent les données nuit par nuit, sans classification particulière. La première étape consiste à indexer ces images dans une base de données, puis à corriger des imperfections du CCD et de l'optique de chaque télescope (étape de réduction).

6.2.1 L'indexation des images

L'ensemble des données de suivi représente environ 10000 images, pour un volume total de 20 Go. Ces images provenant de télescopes différents, leur format n'est pas uniforme. Un lourd travail de standardisation a dû être entrepris, afin de disposer d'un lot de données homogène.

Le nombre d'images est trop faible pour avoir recours à une base de données *stricto sensu*, mais trop élevé pour pouvoir se passer d'un système d'indexation et de recherche automatiques. Une base de données simple a donc été écrite en `C++` dans le cadre de la bibliothèque `Peida++` utilisée par la Collaboration EROS II. Elle permet le stockage des informations relatives à chaque image, ainsi que la recherche de toutes les images remplissant les critères spécifés par l'utilisateur.

6.2.2 Le déflatage

Images brutes Rappelons les grandes lignes du processus d'acquisition des données dans une caméra CCD utilisée en astronomie. Les photons interagissent avec les pixels du CCD, dans lesquels ils créent des paires électron-trou avec une efficacité de conversion ε. Lors de la lecture, la charge de chaque pixel est amplifiée, convertie en tension, puis échantillonnée par un ADC. Le flux mesuré s'exprime alors en unités d'ADC, ou ADU. Il est proportionnel au nombre de photoélectrons intégrés par le CDD : $N^{e^-} = g\ N^{ADU} = \varepsilon\ N^{\gamma}$ où g désigne le gain de la chaine de lecture. Généralement, l'éclairement du CCD est non uniforme du fait des imperfections de l'optique du télescope. Par ailleurs, l'efficacité de conversion des électrons en photoélectrons ε_{ij} est variable d'un pixel à l'autre. Enfin, la valeur du flux de chaque pixel est affectée d'un offset O_{ij} constant. Le flux en ADU ϕ_{ij}^{ADU} d'un pixel (i, j) s'écrit donc en fonction du flux reçu :

$$\phi_{ij}^{ADU} = g^{-1}\ \varepsilon_{ij}\ \phi_{ij}^{\gamma} + O_{ij} \tag{6.1}$$

On désire disposer d'une quantité proportionnelle au flux de photons ϕ^γ, et corrigée des non-uniformités décrites plus haut. Le terme O_{ij} se reconstruit en combinant plusieurs images prises avec un temps de pose nul, éventuellement en adaptant son niveau moyen image par image. On corrige des variations spatiales en prenant une série de poses à éclairement uniforme ϕ_u (*flat fields*). Pour ces champs, le flux de chaque pixel s'écrit :

$$F_{ij} = g^{-1}\ \varepsilon_{ij}\ \phi_u\ + O_{ij} \tag{6.2}$$

On peut alors calculer une quantité proportionnelle au flux de photons incidents ϕ^γ_{ij} :

$$\phi^\gamma_{ij} \quad = \quad \frac{\phi^{ADU}_{ij} - O_{ij}}{F_{ij} - O_{ij}} \ \times\ \langle F_{ij} - O_{ij}\rangle \tag{6.3}$$

Le bruit affectant les images Nous rappelons que les images astronomiques sont entachées d'un bruit causé principalement par les fluctuations poissoniennes du nombre de photoélectrons : $\sigma^2_{N^{e^-}} = \overline{N^{e^-}}$, auxquelles il faut ajouter quadratiquement le bruit de lecture, σ_{RON}, généralement exprimé en photoélectrons. Avec ces conventions, il vient :

$$\sigma^2_{\phi^{ADU}} = g^{-1}\ \phi^{ADU} + \frac{\sigma^2_{RON}}{g^2} \tag{6.4}$$

Si le temps de pose est suffisamment long, on peut négliger le bruit de lecture devant le bruit de photons. En toute rigueur, le calcul de $\sigma_{\phi^{ADU}}$ pour des images réduites doit prendre en compte le bruit affectant les images à éclairement uniforme utilisées pour la réduction. Celui-ci étant généralement très faible, l'équation (6.4) reste valable.

L'équation (6.4) a été mise à contribution pour déterminer la valeur du gain pour certains télescopes de suivi : la procédure a consisté à déterminer sur un nombre important d'images les valeurs du fond de ciel f_0, et de la dispersion des valeurs des pixels appartenant au fond de ciel σ_{f_0}. Le bruit de lecture étant généralement négligeable devant le bruit de photons pour les images à long temps de pose, l'étude de la fonction $\sigma^2_{f_0}(f_0)$ a permis d'obtenir une estimation du gain de chaque télescope pour lequel celui-ci n'était pas spécifié.

Réduction des images brutes L'étape de réduction a été automatisée autant que possible. Les flats et les offsets acquis un même jour ont été combinés au moyen d'un filtrage médian. Pour les données prises à certaines dates, aucun flat daté du même jour n'était disponible ou utilisable. Dans ce cas, un flat composite a été calculé, en sélectionnant les images à temps de pose long (bon rapport signal sur bruit) et en leur appliquant un filtre médian afin d'en éliminer tout objet.

Des problèmes spécifiques à chaque télescope se sont néanmoins posés. L'effet le plus difficile à corriger est le *fringing*, qui apparait sur les CCD amincis récents. Cet effet, encore mal compris théoriquement, serait dû à des réflexions multiples de la lumière à l'intérieur de couches de traitement de surface du CCD. Dans le cas du télescope de 1.00 m de l'observatoire Lick, par exemple, cet effet, dont l'amplitude est de quelques pourcents, apparaît sur les images R et I à long temps de pose. Pour l'éliminer, on fabrique un « super-flat » en combinant les images réduites de long temps de pose à l'aide d'un filtre médian

6.3 La chaîne d'analyse

Une chaîne d'analyse spécifique a été développée pour traiter cet ensemble d'images de suivi. L'ensemble du code, écrit en `C++`, s'appuie sur la bibliothèque de traitement d'images `Peida++`, développée pour EROS II. La détection des objets est assurée par le programme `SExtractor` (Bertin & Arnouts, 1996). La totalité du traitement se déroule en quatre étapes :

1. Dans un premier temps, les étoiles et les galaxies présentes sur chaque image sont détectées. Une étape de filtrage élimine les cosmiques et les fausses détections. Une liste d'objets est alors constituée pour chaque image.
2. La seconde étape consiste ensuite à déterminer, à partir de ces listes d'objets, la transformation géométrique permettant de passer d'une image à l'autre : c'est le *recalage géométrique*. Une fois ces transformations connues, il est possible de situer automatiquement un même objet sur chaque image de suivi.
3. Il s'agit ensuite de déterminer sur chaque image, le flux de chaque objet. C'est l'étape dite de *photométrie*. Pour les étoiles et galaxies du champ, qui sont des objets isolés, le problème est relativement simple. Par contre, dans le cas de la supernova, il faut en outre prendre en compte le flux sous-jacent de la galaxie hôte. Plusieurs méthodes de photométrie ont été développées en mises en œuvre. Elles seront décrites en détail dans la section 6.4.
4. Les flux déterminés à l'étape précédente sont des flux instrumentaux, mesurés en ADU, ou en nombre de photoélectrons. La dernière étape, dite de *calibration* consiste à les exprimer dans un système de magnitudes standard. Là encore, cette étape est d'autant plus complexe que le nombre de télescopes utilisé est grand.

Dans les sections suivantes, nous décrivons en détail chacune de ces étapes, en insistant sur les traitements les plus importants que sont la photométrie et la calibration des données. Nous montrerons comment les différentes techniques développées ont été appliquées aux données, et donnerons quelques indications sur leurs performances. Nous commencerons tout d'abord par quelques rappels.

6.3.1 Quelques rappels et définitions

Les étoiles sont des sources quasi-ponctuelles. Au premier ordre, toutes les étoiles d'une même image ont le même profil de luminosité, à savoir la réponse impulsionnelle du système *télescope + atmosphère*. Ce profil est appelé « tache d'étalement » ou PSF, pour *Point Spread Function*. En première approximation, on peut le modéliser par une gaussienne bi-dimensionnelle, de la forme :

$$\phi(x,y) = \frac{\alpha_0}{2\pi\sigma_x\sigma_y\sqrt{1-\rho^2}} \exp\left[-\frac{1}{2(1-\rho^2)}\left(\frac{(x-x_0)^2}{\sigma_x^2} + \frac{(y-y_0)^2}{\sigma_y^2} - 2\rho\frac{(x-x_0)(y-y_0)}{\sigma_x\sigma_y}\right)\right] \tag{6.5}$$

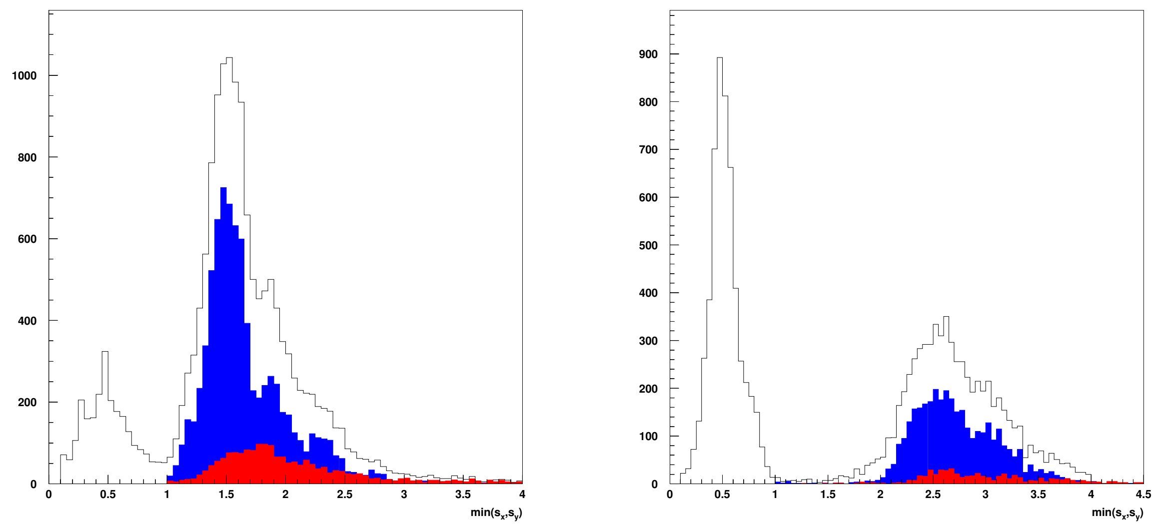
En règle générale, $\sigma_x \sim \sigma_y \equiv \sigma$ et $\rho \sim 0$. Au premier ordre, la valeur des paramètres (σ_x, σ_y) est identique pour toutes les étoiles, et ne dépend que des conditions atmosphériques et de l'optique du télescope. On carctérise généralement la largeur de la PSF par sa largeur totale à mi-hauteur, exprimée en secondes d'arc, $\varsigma_{1/2}$. Dans le cas de la gaussienne :

$$\varsigma_{1/2} = 2\sqrt{2\ln 2} \times \sigma \times \text{taille pixel} \quad \approx \quad 2.35 \times \sigma \times \text{taille pixel} \tag{6.6}$$

La quantité $\varsigma_{1/2}$ est appelé *seeing* de l'image.

6.3.2 La détection et la sélection des objets

La détection des objets présents sur chaque image a été réalisée au moyen du programme `SExtractor` (Bertin & Arnouts, 1996). Celui-ci présente l'avantage de détecter non seulement



(a) 1.54m Danois (b) 3.50m WIYN

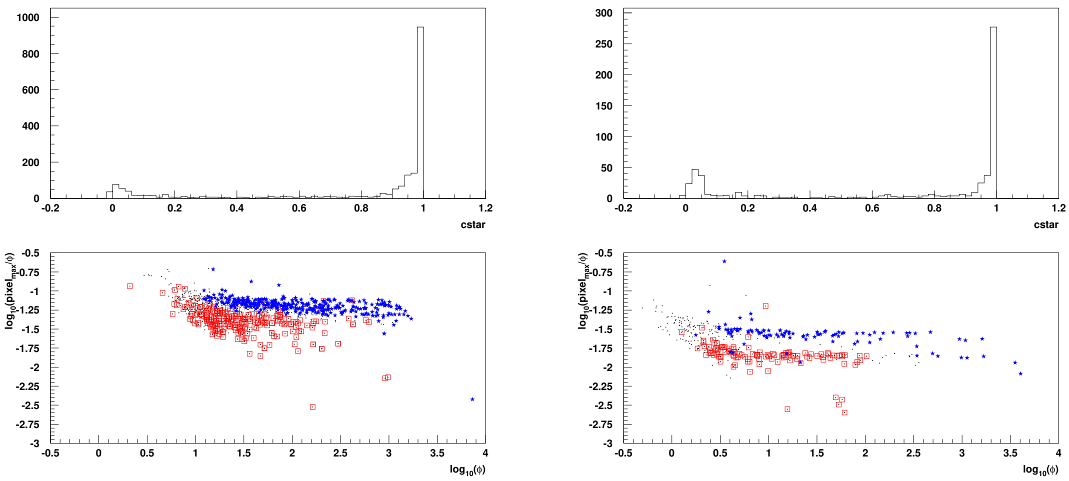
FIG. 6.2 – *Distribution de la variable* $\min(\sigma_x, \sigma_y)$ *pour tous les objets détectés sur les images de suivi prises avec les télescopes 1.54m Danois, et 3.50 WIYN. La forme générale de la distribution ne dépend pas de l'instrument. Les objets tels que* $\min(\sigma_x, \sigma_y) < 1$ pixel *sont des cosmiques. Le second pic correspond aux étoiles (bleu) et aux galaxies (rouge), difficilement discernables à l'aide de cette variable. On utilise plutôt pour cela la variable* `cstar` *du programme de détection* `SExtractor`*.*

les sources ponctuelles (étoiles, astéroides, cosmiques), mais également les sources étendues (galaxies). Par ailleurs, il réalise une classification étoiles-galaxies assez fiable, à laquelle nous aurons recours dans la suite.

Le filtrage des fausses détections Il faut noter que le nombre d'objets détectés est plus important que le nombre d'étoiles et galaxies réellement présents sur l'image. Certaines détections sont dues à des pixels ou groupes de pixels défecteux, et anormalement bruyants. Surtout, les rayons cosmiques peuvent interagir avec les pixels du CCD, y déposer de l'énergie, et ainsi simuler une source astronomique.

Pour détecter et rejeter ces mauvaises détections, une PSF gaussienne est ajustée sur chaque objet. La procédure d'ajustement étant robuste, son échec indique un objet anormal. Ce critère grossier permet d'éliminer les groupes de pixels défectueux, ainsi que certains cosmiques. Une coupure de forme est ensuite appliquée aux objets sur lesquels l'ajustement a convergé. On constate en effet sur la figure (6.2) que la distribution du paramètre $\min(\sigma_x, \sigma_y)$ est bimodale. Le pic de plus petite valeur correspond aux cosmiques, l'autre, aux étoiles et aux galaxies. Les cosmiques sont donc éliminés en appliquant la coupure :

$$\min(\sigma_x, \sigma_y) > 1 \text{ pixel} \tag{6.7}$$



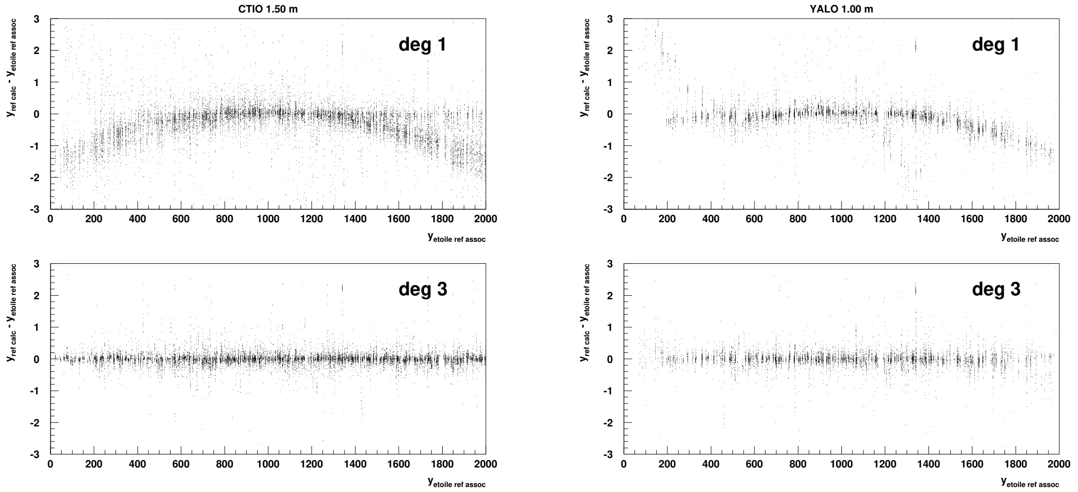
(a) Danois 1.54 m (b) YALO 1.00 m

FIG. 6.3 – *(Haut) Distribution de la variable* `cstar` *du programme de détection* `SExtractor` *pour les objets des images de suivi prises sur les télescopes « Danois » de 1.54 m, YALO de 1.00 m, tels que $\sigma_\phi/\phi < 0.1$. Les objets tels que* `cstar` < 0.2 *sont classés comme galaxies, tandis que ceux tels que* `cstar` > 0.8 *sont pris comme étoiles. (Bas) Variations du maximum des pixels avec le flux total, pour les objets ainsi classés comme étoiles (étoiles bleues) ou galaxies (carrés rouges). Les deux populations sont correctement discriminées. Les objets de flux trop faible (rapport signal sur bruit typiquement inférieur à 10 %) ne sont pas classés (points noirs).*

La discrimination étoiles–galaxies La discrimination interne à `SExtractor` repose sur un réseau de neurones préalablement entrainé sur des images simulées. Elle est d'autant meilleure que le programme connait à l'avance la largeur moyenne de la tache d'étalement des étoiles (PSF). Pour cette raison, nous avons opté pour une procédure en deux étapes :

1. Tous les objets présents sur chaque image sont détectés. Les cosmiques sont éliminés au moyen de la procédure décrite ci-dessus. On prend comme estimation des valeurs moyennes $(\overline{\sigma_x}, \overline{\sigma_y})$ pour les étoiles, le bin maximal de la distribution de chacune de ces deux variables. On en déduit une estimation du seeing.
2. Une nouvelle détection est alors effectuée, en fournissant à `SExtractor` notre estimation du *seeing*. Les sources détectées sont alors à peu près les mêmes. Par contre, la classification étoiles–galaxies effectuée est beaucoup plus fiable.

L'indicateur de sortie du réseau de neurones interne à `SExtractor`, numériquement compris entre 0 et 1, est appelé `cstar`. Il n'est réellement discriminant que lorsque le flux de l'objet est connu à mieux que 10%. Les objets sont catalogués comme étoiles si `cstar` ~ 1 et comme galaxies si `cstar` est proche de 0. Les performances de la discrimination effectuée par `SExtractor` sont illustrées à l'aide d'un critère moins performant reposant sur comparaison entre brillance de surface et flux total des objets : les galaxies sont des objets plus étendus que les étoiles ; on s'attend donc qu'à flux égal, le pixel maximum d'une galaxie soit moins élevé que celui d'une étoile. La figure (6.3) (haut) présente la distribution de la variable `cstar` pour les objets détectés



(a) CTIO 1.50 m

(b) YALO 1.00 m

FIG. 6.4 – *Recalage géométrique des images des télescopes CTIO 1.5m et YALO 1.00m. Les étoiles de chaque image de suivi du télescope considéré sont associées aux étoiles de la liste d'étoiles de l'image de référence géométrique. On représente pour chaque couple d'étoiles associées le résidu* $\delta = T(y_{cur}) - y_{ref}$. *$T$ désigne la transformation géométrique qui permet de passer de l'image courante à l'image de référence,* y_{cur} *la position de l'étoile sur l'image courante, et* y_{ref} *la position de la même étoile sur l'image de référence. On constate des non linéarités d'une image à l'autre. Celles-ci, essentiellement dues à des imperfections de l'optique, sont corrigées par une transformation polynomiale de degré 3.*

sur les télescopes « Danois » de 1.54 m et YALO de 1.00 m. Les figures correspondantes (bas) présentent les diagrammes pixel maximum *vs.* flux pour les objets classés par `SExtractor` comme étoiles (étoiles bleues) ou galaxies (carrés rouges). On constate que les deux populations sont correctement discriminées.

6.3.3 Le recalage géométrique

Le pointage d'un télescope n'est généralement reproductible qu'à quelques dizaines de secondes d'arc près. Cela induit de petites différences géométriques d'une image à l'autre. Pour des images prises sur deux télescopes distincts, les différences de taille de pixel et d'orientation du CCD rendent les transformations géométriques pour passer d'une image à l'autre plus complexes.

Le recalage géométrique est d'autant plus simple que le nombre d'étoiles présentes sur chaque image est important. Il est assuré par une procédure de `Peida++`, qui recherche parmi les triangles que l'on peut former à l'aide des étoiles les plus brillantes de chaque image, des triangles semblables. On en déduit une première transformation, qui est ensuite affinée, par ajustement sur les positions des étoiles des deux images géométriquement bien associées.

Dans 5 à 10% des cas, cependant, le nombre d'étoiles communes entre les deux images est trop faible pour que la procédure de reconnaissance de triangles semblables fonctionne. On initialise alors « à la main » la procédure de recalage, cette initialisation étant ensuite affinée par ajustement comme précédemment.

En pratique, les images de chaque champ sont recalées sur une image dite *référence géométrique*. Les transformations ainsi déterminées sont stockées dans une structure de suivi, une composition permettant alors de déduire la transformation d'une image de suivi à l'autre. La précision du recalage dépend de la taille du pixel de l'image. Elle est dans tous les cas meilleure que 1 pixel (0.3 arcsec — 0.7 arcsec). Les figures 6.4(a) et 6.4(b) présentent pour toutes les étoiles observées sur le télescope de 1.50 m du CTIO et le télescope YALO respectivement, le résidu $\delta\mathbf{x}$, défini par

$$\delta\mathbf{x} = \mathbf{x}^{ref} - \mathbf{T}\ \mathbf{x}^{cur} \tag{6.8}$$

$\mathbf{x}^{ref}$ et $\mathbf{x}^{cur}$ sont les positions d'une étoile donnée sur l'image de référence et l'image courante respectivement, et $\mathbf{T}$ est la transformation de l'image courante à l'image de référence. On constate qu'il existe des effets non linéaires, en particulier en bord de CCD. Ceux-ci sont bien décrits par une transformation de degré 3. La dispersion des résidus $\delta\mathbf{x}$, exprimée en pixels ne dépend que marginalement du télescope, et est de l'ordre de 0.3 pixel.

Dans certains cas, la supernova ou sa galaxie hôte n'ont pas été détectées par `SExtractor`. Elles sont alors ajoutées aux listes d'objets, en extrapolant leur position à partir de celle mesurée sur l'image de référence géométrique, en utilisant les transformations déterminées précédemment.

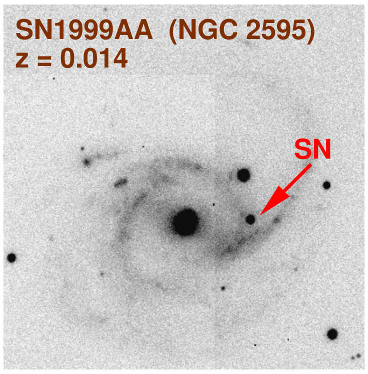
A ce stade, nous disposons de structures de données regroupant des informations sur tous les objets, stellaires ou non, présents sur les images de suivi de chaque champ (supernova, ou image de calibration). L'étape suivante consiste à mesurer précisément les flux instrumentaux de tous ces objets.

6.4 La photométrie

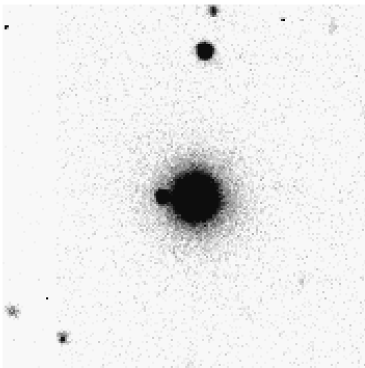
La photométrie consiste à calculer les flux des objets apparaissant sur chaque image. Le flux d'une étoile isolée peut être calculé sans trop de difficultés en sommant les valeurs des pixels ayant intégré des photons en provenance de l'étoile, valeurs auxquelles on aura soustrait une estimation du fond de ciel : c'est le principe de la photométrie d'ouverture. Pour une supernova, il faut en outre prendre en compte le flux en provenance de la galaxie hôte, qui n'est généralement pas négligeable, et doit être soustrait.

Les images des supernovæ découvertes au printemps 1999 présentent une assez grande diversité d'aspect (figure 6.5). Certaines sont proches, et ont explosé dans une galaxie hôte dont la luminosité à l'emplacement de la SN est faible ou présente des variations lentes. Ces objets, que nous dirons de *catégorie 1* sont, du point de vue de la photométrie, les plus faciles à analyser. Pour d'autres supernovæ, plus lointaines, le diamètre angulaire de la galaxie hôte est plus faible ; il est plus difficile de distinguer la supernova. Ces objets seront dits, dans la suite, de *catégorie 2*. Enfin, certaines supernovæ sont indistingables de leur galaxie hôte, soit que celle-ci est très faible, soit que la SN a explosé au centre : on parlera de SNe de *catégorie 3*. Notons que cette classification est assez arbitraire, et dépend essentiellement des moyens observationnels dont nous disposons. Elle est cependant commode dans le cas de cette étude, pour orienter le choix de la technique de photométrie à mettre en œuvre.

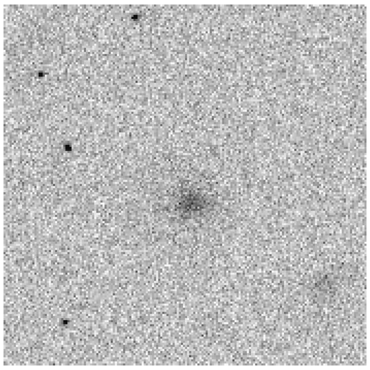
Deux méthodes ont été développées et mises en œuvre sur les supernovæ étudiées. La plus simple consiste à calculer le flux de la supernova au moyen d'une photométrie d'ouverture, le fond de la galaxie hôte ayant préalablement été modélisé localement par une fonction polynomiale de degré 2 ou 3. Cette méthode est efficace sur les objets de catégorie 1. Une seconde méthode,



(a) SN de « *catégorie 1* »



(b) SN de « *catégorie 2* »



(c) SN de « *catégorie 3* »

FIG. 6.5 – *Exemples de supernovæ de catégories 1, 2 et 3 (de gauche à droite).* `SN1999aa` *(à gauche) est une supernova proche qui a explosé dans un bras de* `NGC2595`*. La luminosité de la galaxie hôte à l'emplacement de la supernova est faible, de même que ses variations spatiales. Une photométrie d'ouverture avec estimation d'un fond local variable est suffisante pour analyser cette supernova.* `SN1999bk` *(au centre) est plus éloignée et plus difficilement distingable de sa galaxie hôte. Une photométrie d'ouverture n'est plus suffisante. Quant à* `SN1999at` *(à droite), seule une photométrie de soustraction peut permettre d'analyser les données.*

applicable aux objets de catégorie 2, consiste à modéliser le profil de la galaxie, puis à ajuster simultanément sur chaque image ce profil et celui de la supernova. Les objets de catégorie 3 sont de loin les plus difficiles à analyser. La seule solution consiste à soustraire une image de la galaxie hôte, prise lorsque la supernova a disparu.

6.4.1 Photométrie d'ouverture

Pour une étoile isolée, la photométrie d'ouverture est une méthode simple, robuste et peu biaisée. Le flux d'ouverture, dans un rayon r_0 est calculé en estimant le fond local f_0, et en sommant les flux des pixels $p(i,j)$ situés dans un disque de rayon r_0, centré sur l'étoile :

$$\phi(r_0) = \sum_{r<r_0} (p(r) - f_0) \tag{6.9}$$

La technique de photométrie d'ouverture présente l'avantage d'être robuste, relativement indépendante de la forme de la PSF et facile à mettre en œuvre. Par contre, le bruit affectant la mesure, estimé par la somme quadratique des fluctuations du flux de chaque pixel, peut être important. Enfin, l'estimation du fond peut-être délicate lorsque celui-ci n'est pas uniforme (champ encombré, présence d'une galaxie sous-jacente...) et source d'erreurs systématiques.

Dans un travail préliminaire, deux photométries d'ouverture ont été développées, chacune mettant en œuvre une stratégie différente.

1. Dans une première approche, une série de flux d'ouverture est calculée en sommant les valeurs des pixels d'ouvertures de rayon croissant. Notons N_r le nombre de pixels compris par chaque ouverture de rayon r. Chaque flux $\phi(N_r)$ peut s'exprimer sous la forme :

$$\phi(N_r) = \phi_\star + N_r \times f_0 \tag{6.10}$$

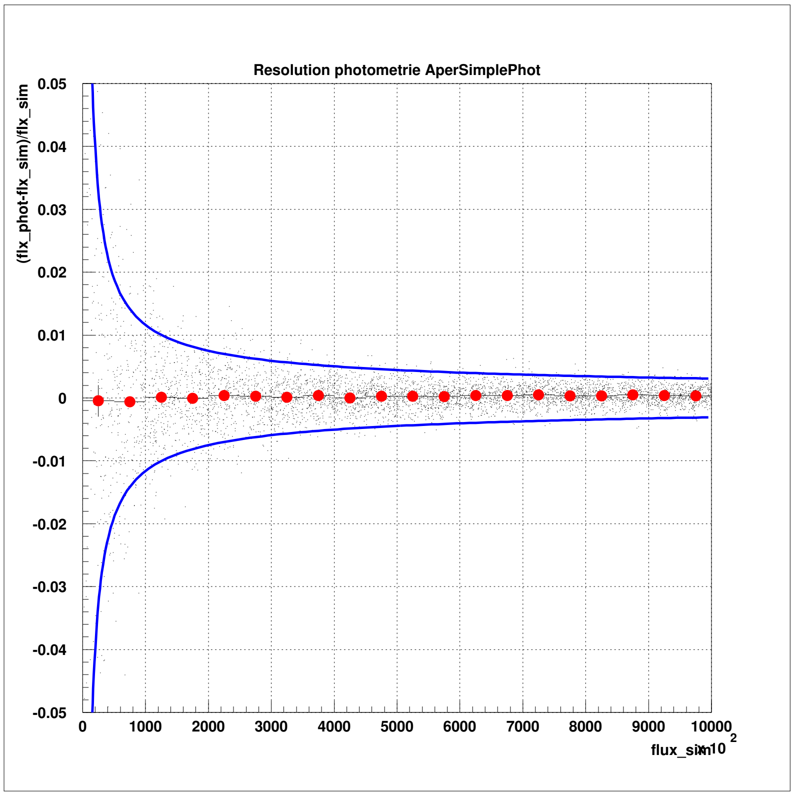


FIG. 6.6 – *Précision de reconstruction du flux d'une étoile simulée avec la photométrie d'ouverture décrite au paragraphe 1. Une série d'étoiles de flux variable a été simulée, sur des images de fond 1000 ADU. On a tracé en traits bleus la précision photométrique attendue (3 σ). Aucun biais n'est observable, surtout à bas flux.*

L'étude des variations de $\phi(N_r)$ permet de reconstruire avec précision la valeur du fond local autour de l'étoile, f_0, ainsi que le flux de l'étoile $\phi_\star$ proprement dit.

Cette photométrie présente l'avantage de ne pas présenter de biais dû à une reconstruction incorrecte du fond local. Elle nous servira par la suite de photométrie de référence, pour tester les autres techniques photométriques. La figure (6.6) présente la précision de reconstruction du flux d'étoiles simulées. La précision photométrique est compatible avec celle attendue, et aucun biais dépendant du flux n'est observable. Par contre, cette photométrie n'est efficace que sur les étoiles isolées, ou dont les voisines ont pu être détectées et masquées.

2. Une seconde technique, plus perfectionnée a consisté à modéliser le fond local autour de l'étoile (éventuellement variable) au moyen d'une fonction polynomiale. Cette approche a été appliquée aux supernovæ de *« catégorie 1 »*. Elle est cependant moins performante que les techniques que nous décrirons ultérieurement : en particulier, les flux déterminés de cette manière présentent une dispersion plus importante.

Les deux techniques de photométrie d'ouverture décrites plus haut ont pour principal avantage qu'elle sont faciles à mettre en œuvre, et relativement indépendantes de la forme de la PSF. Elles ont été utilisées avec profil dans une première version de l'analyse. Elles ont depuis été abandonnées au profit de techniques plus robustes et plus précises, décrites dans les sections suivantes.

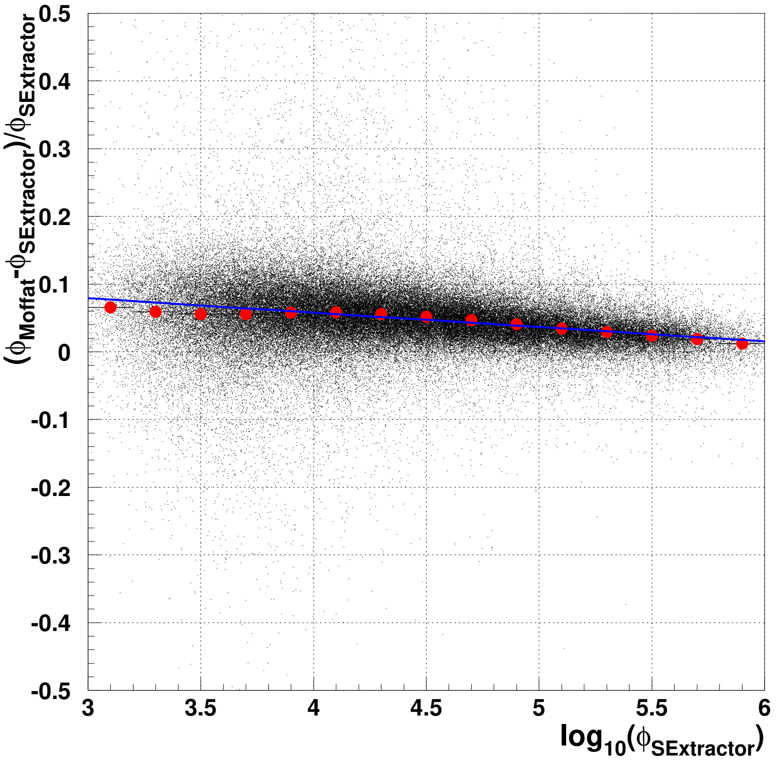


FIG. 6.7 – *Comparaison du flux estimé par* `SExtractor` *et par une PSF de Moffat. On constate que une photométrie effectuée à l'aide d'une PSF de Moffat conduit à surestimer le flux des étoiles de 2 à 5%. Ce biais est corrigé en moyenne par le processus de calibration décrit section 6.5. Par contre, la dépendance en flux de ce biais aura tendance à dégrader notre résolution photométrique.*

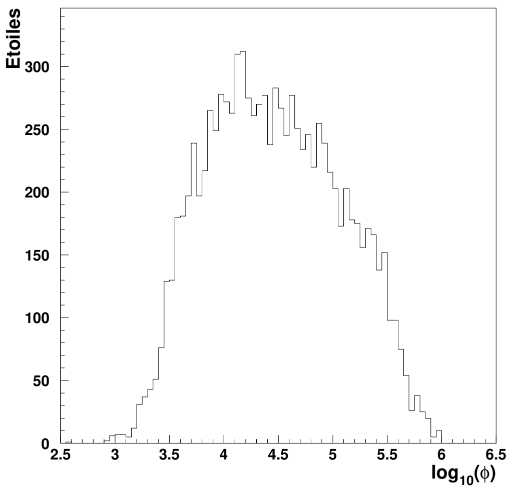
6.4.2 Une photométrie de PSF

Une seconde approche possible consiste à ajuster par moindres carrés un modèle de la PSF sur les étoiles du champ et sur la supernova. Dans ce cas, l'erreur théorique sur le flux total ajusté de l'étoile est plus faible que dans le cas précédent. La difficulté est alors de déterminer un modèle adéquat de la PSF.

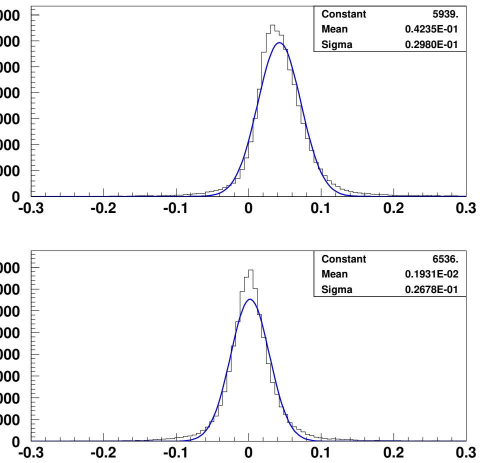
Modélisation de la PSF La forme de la PSF est variable d'un télescope à l'autre, voire d'une bande passante à l'autre pour un même instrument. Elle dépend de nombreux paramètres (optique, conditions atmosphériques...) et, en général, n'est pas modélisable par une fonction analytique simple. Elle est souvent décrite à l'ordre 0 par une gaussienne bidimensionnelle (équation 6.5). Cette fonction ne constitue cependant qu'un modèle approché de la forme de la PSF de chaque télescope.

La solution idéale consisterait bien sûr à modéliser la PSF image par image. Une telle stratégie est cependant délicate à mettre en œuvre étant donnée la diversité des données. En outre, elle serait vouée à l'échec sur les images (nombreuses) ne comportant que peu d'objets.

Nous avons donc choisi d'adopter une solution intermédiaire. La PSF est décrite par la fonc-



(a) Flux étoiles (en ADU)



(b) Distribution $\delta\phi$

FIG. 6.8 – *(a) Distribution des flux (en ADU) des étoiles observées avec tous les télescopes de suivi. Les flux typiques sont compris entre 3 10^3 ADU et 3 10^5 ADU. (b) Distribution de la quantité $\delta\phi$ (équation 6.12) avant et après correction par l'effet en flux présenté équation (6.12). Le biais de 4% observé par rapport à une photométrie d'ouverture sera corrigé lors de l'étape de calibration. La correction de l'effet décrit équation (6.12) réduit la dispersion de $\delta\phi$ de 0.030 à 0.027, ce qui est compatible avec l'effet prévu équation (6.13)*

tion analytique suivante, dite de « Moffat » :

$$PSF(x,y) = \frac{(1-\beta)\sqrt{1-\rho^2}}{2\pi\sigma_x\sigma_y} \left[\frac{\phi_0}{1+\left(\frac{x^2}{\sigma_x^2}+\frac{y^2}{\sigma_y^2}-2\rho\frac{xy}{\sigma_x\sigma_y}\right)}\right]^{\beta} \tag{6.11}$$

On peut vérifier en examinant les résidus de fits sur une série d'étoiles qu'une fonction de Moffat est une modélisation plus réaliste de la forme de la PSF. En particulier, elle en décrit mieux les « ailes ». Cependant, elle ne constitue toujours pas un modèle exact de la PSF, et nous devons en évaluer les performances.

La figure (6.7) compare les estimations du flux des étoiles présentes sur les champ de suivi réalisées au moyen du programme `SExtractor` (photométrie d'ouverture a priori non biaisée) et du fit d'une PSF de Moffat. On constate que l'utilisation de cette dernière technique conduit à surestimer le flux des étoiles de 4% en moyenne. La calibration des mesures, réalisée avec la même photométrie corrigera de ce biais.

Par contre, on observe que les bas flux ($\phi \sim 10^3$) sont surestimés de 7% environ, tandis que les haut flux ($\phi \sim 10^6$) ne sont surestimés que de 2%. Cet effet constitue une source de dispersion photométrique supplémentaire. La pente observée figure (6.7) a été estimée à :

$$\delta\phi = \frac{\phi_{\mathtt{M}} - \phi_{\mathtt{SEx}}}{\phi_{\mathtt{SEx}}} \ = \ 0.14\ (.008)\ -\ 0.021\ (.001) \times \log_{10}(\phi_{\mathtt{SEx}}) \tag{6.12}$$

$\phi_{\mathtt{M}}$ désigne le fluz estimée à l'aide du fit d'une PSF de Moffat, tandis que $\phi_{\mathtt{SEx}}$ désigne le flux estimé par le programme `SExtractor`. Les flux des objets que nous prenons en compte dans notre

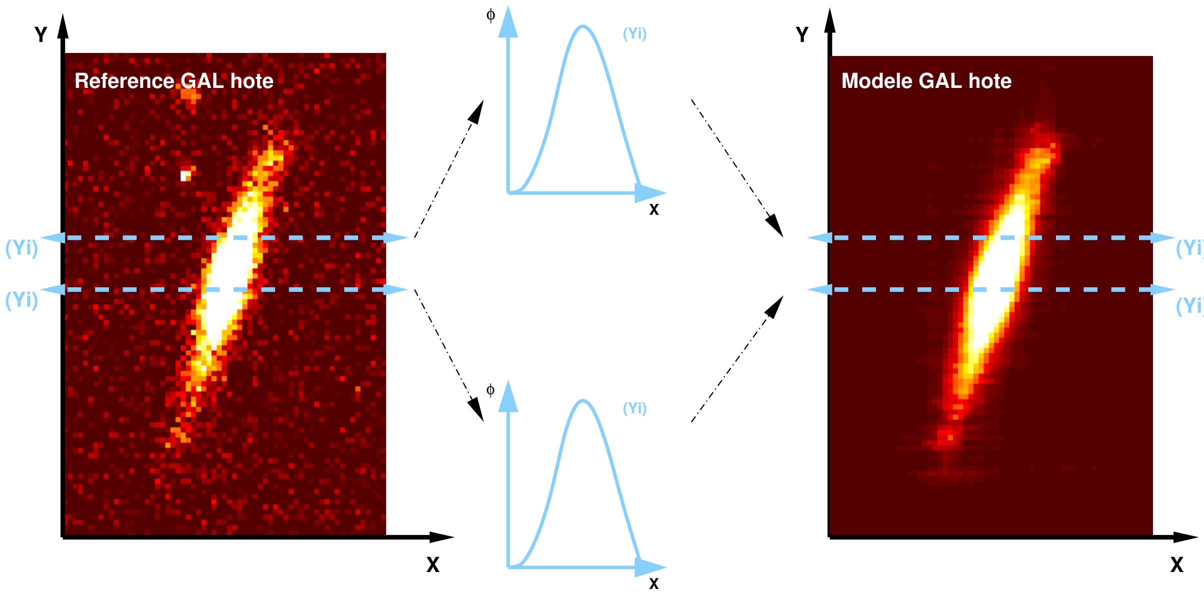


FIG. 6.9 – *Principe de la modélisation du profil de luminosité de la galaxie hôte. On ajuste indépendamment sur chaque tranche de la galaxie une fonction 1D régulière. On construit ainsi, tranche par tranche un modèle de la galaxie, qui est ensuite régularisé à l'aide de fonctions splines. Une telle procédure permet d'éliminer le bruit affectant l'image de référence, sans affecter la forme du profil de luminosité.*

analyse varient typiquement de $\log_{10}(\phi) \sim 3.5$ à $\log_{10}(\phi) \sim 5.5$ (figure 6.8(a)). La moyenne de cette différence sera corrigée par la calibration des mesures (section 6.5). Par contre, il reste par rapport à cette moyenne une dispersion résiduelle sur nos mesures de flux, qui vaut :

$$\sigma_p = 0.02 \text{ mag} \tag{6.13}$$

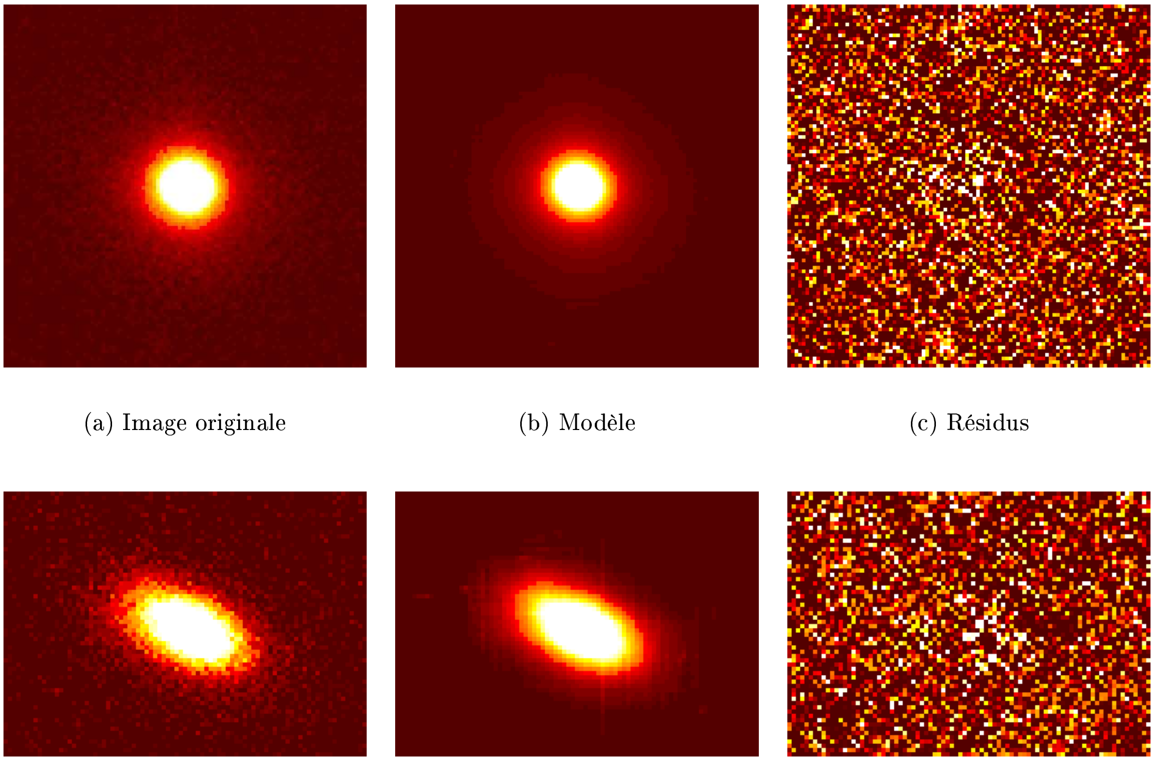
σ_p résulte du fait qu'une fonction de Moffat n'est qu'un modèle approché de la PSF. Cette source de dispersion est indépendante du bruit de photons et sera donc combinée quadratiquement aux erreurs issues du fit de PSF.

La figure (6.8(b)) présente la distribution de la quantité $\delta\phi$ avant et après correction de la relation (6.12). La dispersion avant correction est $\sigma = 0.030$ et $\sigma = 0.027$ après correction.[1] Cela est compatible avec la valeur donnée pour σ_p.

Application à la photométrie des supernovæ Une méthode développée au cours de cette thèse consiste donc à modéliser la forme de la PSF, ainsi que le profil de luminosité de la galaxie hôte, puis à ajuster simultanément la somme de ces deux fonctions sur l'ensemble supernova + galaxie. Cette approche est surtout intéressante pour les supernovae de *catégorie 2* distinctes de leur galaxie hôte, assez lointaines pour que celle-ci présente une forme régulière.

Modélisation du fond constitué par la galaxie hôte Le profil de luminosité de la galaxie hôte est déterminé à partir d'une image dite de référence, prise lorsque la supernova a disparu,

[1]Notons que la valeur de cette dispersion est supérieure à l'erreur moyenne par étoile estimée au moyen d'un fit de PSF. Elle est dominée par la dispersion due à la photométrie d'ouverture (`SExtractor`).



(a) Image originale (b) Modèle (c) Résidus

(d) Image originale (e) Modèle (f) Résidus

FIG. 6.10 – *Résidus obtenus sur l'image de référence lors de la construction d'un modèle de profil de luminosité de la galaxie (`SN1999bk` (haut) et `SN1999ao` (bas)).Leur amplitude est inférieure aux fluctuations du nombre de photoélectrons sur l'image de référence.*

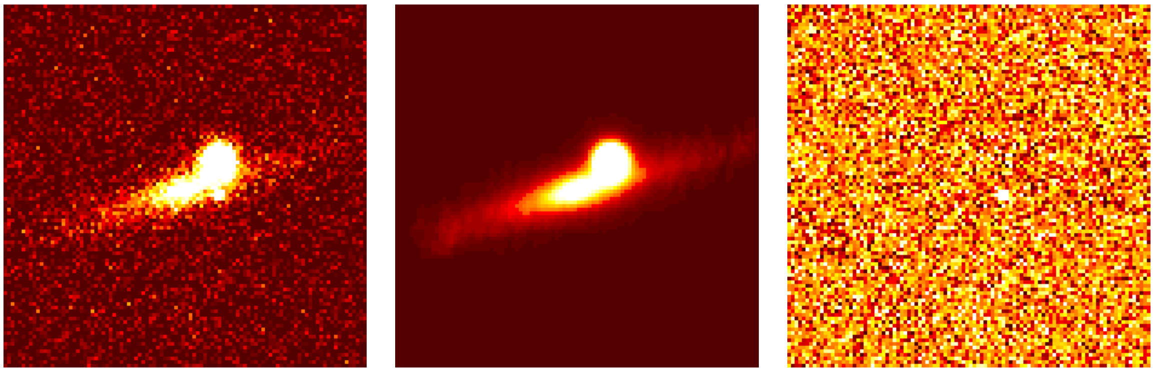
avec un temps de pose assez long, afin d'obtenir un bon rapport signal sur bruit. Il est généralement irrégulier et ne peut être décrit par une fonction analytique simple. Dans le cas où nous disposons d'images de référence de la galaxie hôte prises avec un très bon rapport signal sur bruit, il est possible de modéliser le profil de luminosité à l'aide d'une fonction spline construite directement à partir de la grille $(\phi_{ij})_{i,j}$ des pixels de l'image.

En général, cependant, nous ne disposons pas d'images de qualité suffisante. Nous appliquons donc la méthode de régularisation illustrée figure (6.9). Une fonction de la forme :

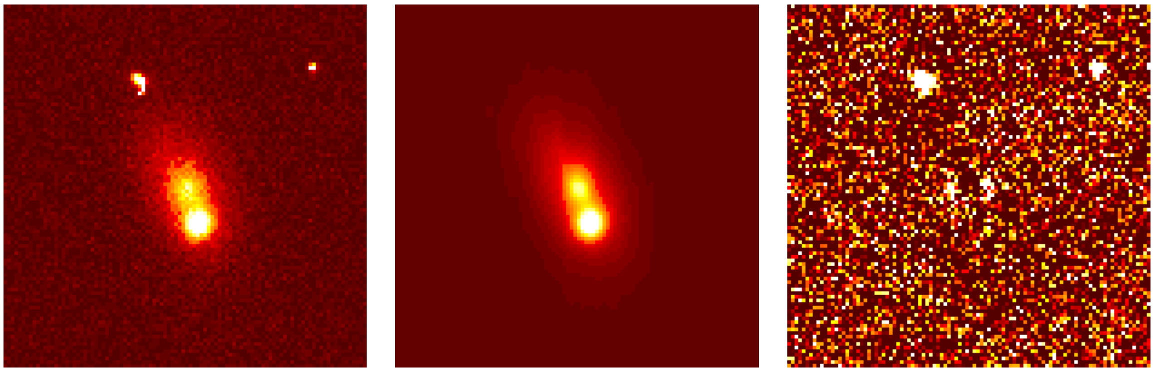
$$\phi(x; \phi_0, x_0, \alpha, \beta) = \frac{\phi_0}{1 + \alpha|x - x_0|^\beta} \tag{6.14}$$

est ajustée sur chaque ligne $\phi_{ij}|_{i=i_0}$ et chaque colonne $\phi_{ij}|_{j=j_0}$. Le profil de luminosité est ainsi modélisé par deux familles de fonctions régulières $\phi(x)_{|i_0}$ et $\phi(x)_{|j_0}$, dont les valeurs en chaque point (i, j) sont ensuite sommées pour former le profil final. Cette méthode possède sur un simple filtrage l'avantage de n'éliminer que le bruit à haute fréquence affectant l'image, sans pour autant affecter le profil de la galaxie.

En pratique, un profil est déterminé dans chaque couleur. En procédant ainsi, nous supposons que la forme de la galaxie est grande devant la taille de la PSF, et n'est donc pas affectée par les variations de celle-ci. La figure (6.10) présente les résidus du fit de la galaxie sur plusieurs images.



(a) Image de suivi (b) Modèle ajusté (c) Résidus



(d) Image de suivi (e) Modèle ajusté (f) Résidus

FIG. 6.11 – `SN1999bp` *(haut) et* `SN1999ao` *(bas). Exemples d'ajustements simultanés du modèle de luminosité de la galaxie et d'une PSF. Les images de suivi ont été prises sur le télescope YALO 1.00 m, dans la bande V. Les modèle de profil de luminosité de la galaxie ont été construit à partir d'images de référence prises (dans la même bande passante) sur le télescope Danois 1.54 m. La PSF ajustée est une fonction de Moffat. Les résidus sont compatibles avec le bruit de photons de l'image. Les seuls résidus cohérents que l'on observe sont dus aux cosmiques que l'on peut distinguer sur les images de suivi. (En particulier, non loin de* `SN1999bp`*).*

Fit simultané de la galaxie et de la supernova On ajuste enfin sur l'image la forme composite décrite par :

$$\varphi(x,y) = \phi_{gal}(x + x_{gal}, y + y_{gal}) + \phi_{PSF}(x + x_{SN}, y + y_{SN}) \tag{6.15}$$

Nous avons vu que les images diffèrent entre elles, d'une télescope à l'autre, voire d'un setup à l'autre par une transformation géométrique T, composée d'une translation, d'une rotation, voire d'une éventuelle symétrie. Le profil de la galaxie ajusté résulte de la composition de la transformation géométrique T entre l'image courante et l'image de référence sur laquelle a été déterminé le profil de luminosité de la galaxie, ϕ_{gal}. La figure (6.11) montre un exemple d'ajustement simultané de la galaxie et de la supernova. Les objets étudiés sont `SN1999bp` et `SN1999ao`. Dans chaque cas, la forme de la galaxie a été déterminée sur une image prise avec le télescope danois

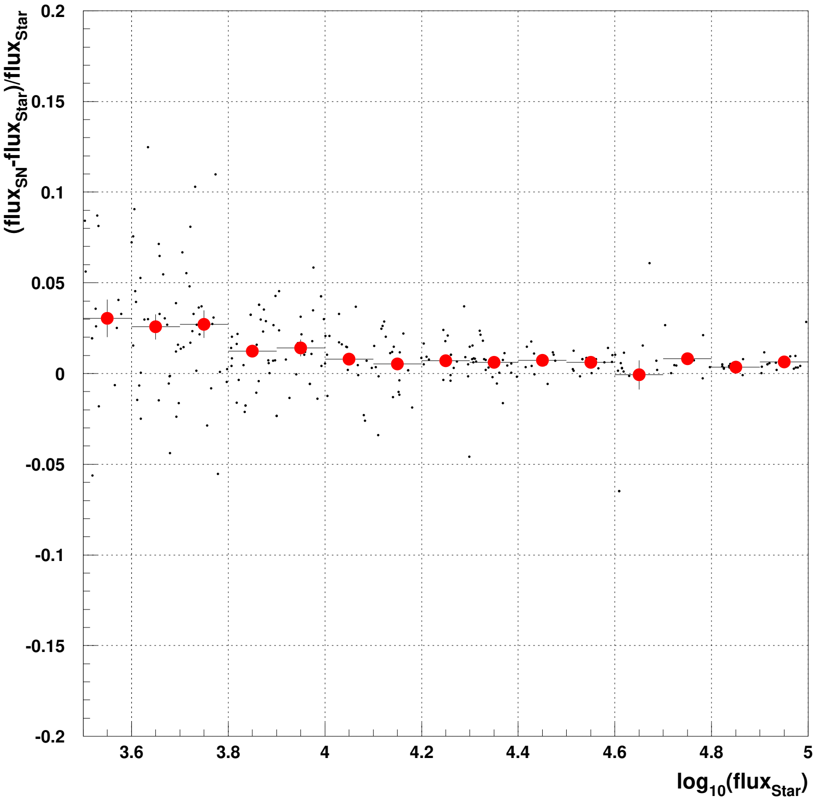
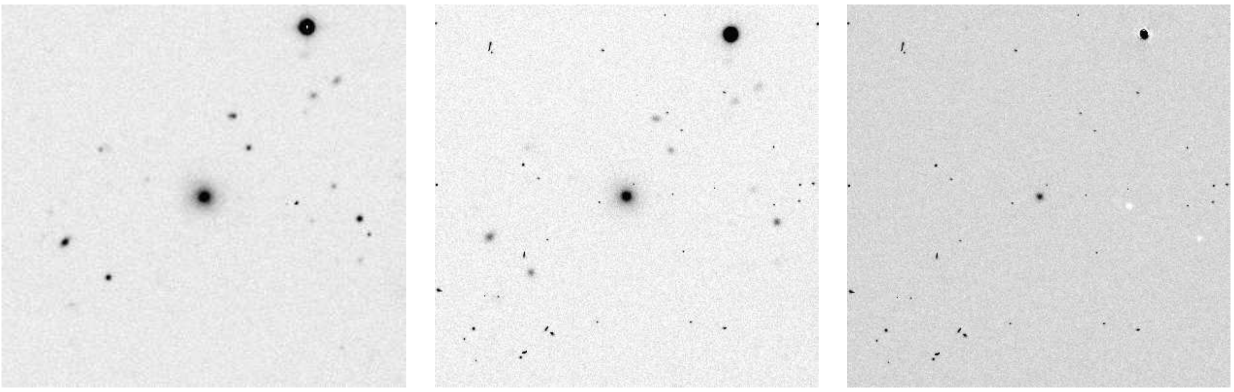


FIG. 6.12 – *Précision photométrique de la méthode de fit simultané profil de Galaxie + PSF. On compare le flux reconstruit par cette technique au flux préalablement estimé au moyen du fit d'une PSF de Moffat.*

de 1.54 m. Les images de suivi étudiées ont été prises sur le télescope YALO de 1.00 mètre. Aucune structure n'est visible sur les résidus (à l'exception de cosmiques présents sur les images de suivi).

Précision de la méthode La précision photométrique de la méthode a été estimée à l'aide d'une simulation réalisée sur les images de référence, sur lesquelles la supernova n'est plus visible. La PSF n'étant qu'imparfaitement connue, nous avons utilisé les étoiles du champ dont le flux avait été préalablement estimé au moyen du fit d'une PSF de Moffat pour simuler la supernova. Les images de simulation ont été construites en ajoutant le profil de ces étoiles à l'image de référence, à l'emplacement de la supernova. Nous comparons figure (6.12) les flux reconstruits par la méthode aux flux préalablement estimés par le fit d'une PSF de Moffat. La dispersion observée varie entre 10% pour une SN de flux $\sim 10^3$ ADU et 1% pour une SN de flux supérieur à 10^4.



(a) Référence (1.54 Danois) (b) Image de suivi (YALO) (c) Soustraction

FIG. 6.13 – *Supernova* SN1999au *: exemple de soustraction. L'image de référence a été prise le 11/01/2000 sur le télescope « danois » de 1.54 m, dans la bande R, avec un temps de pose de 470 s. L'image de suivi présentée ici provient du télescope YALO de 1.00 m. Elle a été prise le 11/03/1999, dans la bande R, avec un temps de pose de 1200 s. La supernova, qui a explosé près du centre de la galaxie apparaît nettement sur la soustraction. Les résidus obervables sur cette dernière sont dus, soit à des cosmiques (résidus d'aspect ponctuel) soit à des étoiles saturées (en haut à droite).*

6.4.3 Soustraction d'une image de référence

Principe Nous avons décrit au chapitre 5 les grandes lignes du processus de soustraction de deux images astronomiques. Nous avons en particulier souligné que la principale difficulté était de modéliser le noyau $K(u,v)$ par lequel convoluer l'image de référence $R(x,y)$ afin d'ajuster la forme de la PSF sur celle de l'image courante $I(x,y)$.

$$I(x,y) = K(u,v) \otimes R(x,y) \tag{6.16}$$

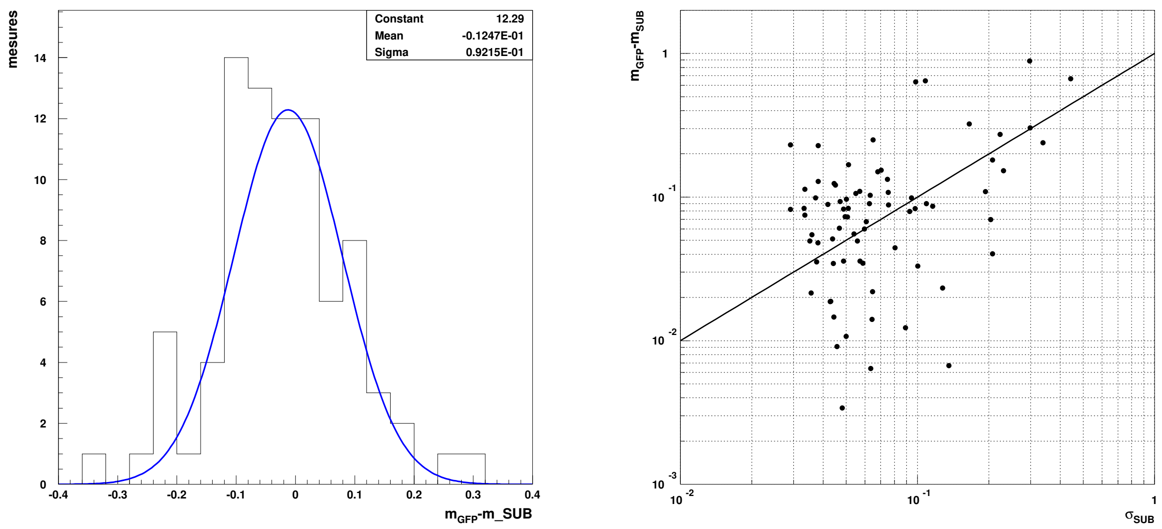
Le programme de détection décrit au chapitre 5 résout ce problème de manière approchée en modélisant ce noyau par une gaussienne. (Alard & Lupton, 1998) ont proposé une méthode optimale qui consiste à développer K sur une base de fonctions de la forme :

$$K(u,v) = \sum_d \sum_{p+q \leq d} \alpha_{pq}\ B_{pq}(u,v), \quad \text{avec} \quad B_{pq}(u,v) = u^p v^q\ e^{-\frac{u^2+v^2}{2\sigma^2}} \tag{6.17}$$

Les coefficients α_{pq} sont calculés au moyen d'un ajustement linéaire par moindres carrés. En pratique, les coeficients sont eux-même des fonctions polynomiales de la position sur le CCD, afin de prendre en compte les variations spatiales de la PSF.

La procédure de soustraction effectue automatiquement le recalage photométrique : la norme du noyau est égale au coefficient d'intercalibration à appliquer aux flux des étoiles de l'image courante, pour les exprimer dans le référentiel de l'image de référence.

Mise en œuvre La méthode a été implémentée par (Le Guillou, 2002) et (Astier, 2000) pour la recherche de d'événements de microlentille. Elle a ensuite été adaptée au traitement des images de suivi de supernovæ. Les modifications portent essentiellement sur deux points. Les deux



(a) Comparaison fit simultané – soustraction

(b) Caractérisation erreurs photométrie de soustraction

FIG. 6.14 – *(a) Comparaison entre la photométrie de soustraction et la photométrie de fit simultané. La dispersion observée est de 9%, principalement due au bruit de photons. (b) Variations de* $|m_{GFP} - m_{SUB}|$ *en fonction l'erreur estimée par la photométrie de soustraction,* σ_{SUB}*, laquelle est fortement corrélée au bruit de photons.*

images sont d'abord ramenées dans le même référentiel géométrique à l'aide des transformations déterminées section 6.3.3. Le référentiel choisi est celui de l'image possédant la plus petite taille de pixel, sur laquelle est alignée celle de l'image subissant la transformation au cours du processus de repixellisation. Par ailleurs, le noyau n'est pas ajusté sur tous les pixels de l'image, mais seulement sur les pixels ayant reçu un flux suffisant en provenance d'un objet. Le flux est de la SN est estimé en ajustant sur la soustraction une PSF modélisée par une fonction de Moffat. Il arrive que la procédure de soustraction échoue (images comportant très peu d'étoiles, ou de très mauvais rapoort signal sur bruit). Il peut également arriver que l'ajustement de la PSF ne converge pas (souvent dû à un problème sur l'image de soustraction). Dans ce cas, l'image de suivi est rejetée.

Un exemple de soustraction est présenté figure (6.13). L'image de référence et l'image courante ont été obtenues sur deux télescopes différents : le télescope « danois » de 1.54 m de diamètre et le télescope YALO de 1.00 m. La supernova est clairement visible sur la soustraction.

6.4.4 Précision des mesures photométriques

La précision de la photométrie par soustraction est en cours d'étude avec une simulation. De même, l'étude de la photométrie par fit simultané d'une PSF et d'un profil de galaxie demande encore à être poussé, en particulier sur les objets faibles. Nous pouvons néanmoins estimer la précision de ces deux méthodes en comparant leurs résultats pour les supernovæ sur lesquelles elles ont pu toutes deux être mises en œuvre. En particulier, nous devons vérifier que les erreurs estimées lors de la photométrie sont réalistes.

La figure (6.14(a)) présente la distribution entre les magnitudes calibrées des supernovæ `SN1999ao`, `SN1999bk`, `SN1999bm` et `SN1999bp` déterminées avec la photométrie de soustraction (m_{SUB}) ou la photométrie de fit simultané (m_{GFP}). On constate que les deux photométries sont en accord en moyenne. La dispersion observée de ($m_{GFP} - m_{SUB}$) est d'environ 9%. Les supernovæ analysées au moyen de ces deux techniques sont des objets faibles et en outre pollués par le flux de leur galaxie hôte. C'est le bruit de photons qui explique l'assez forte dispersion observée ici. La figure (6.14(b)) compare en effet la quantité $|m_{GFP} - m_{SUB}|$ à l'erreur calculée par la photométrie de soustraction. On constate que $|m_{GFP} - m_{SUB}|$ est au premier ordre proportionnelle à σ_{phot}, autrement dit, au premier ordre, au bruit de photons.

6.5 Calibration des mesures

Les flux déterminés jusqu'ici sont des flux instrumentaux. Ils sont proportionnels au nombre de photons intégrés par le CCD au cours de la pose, et dépendent donc de la taille du miroir, de la forme exacte de la bande passante du filtre utilisé, de l'efficacité quantique du CCD ainsi que des conditions atmosphériques. Nous décrivons dans cette partie comment ces mesures instrumentales déterminées à l'étape précédente sont exprimées dans un système de magnitudes standard.

Un système de magnitude standard est défini par un ensemble de bandes passantes associées à un ensemble de flux de référence, choisis de telle manière qu'une étoile de type A0 soit de magnitude zéro dans chacun de ces filtres.

En pratique une telle convention est difficile à mettre en œuvre, *α-Lyræ* étant d'une part visible seulement de l'hémisphère nord, d'autre part beaucoup trop brillante pour la plupart des télescopes actuels. Un système de magnitude est donc défini par un instrument de référence et un ensemble d'étoiles dites « standard », choisies pour leur stabilité, dont les flux ont été mesurés très précisément avec ce télescope. Le catalogue proposé par (Landolt, 1992) en est un exemple.

Nous détaillons dans la suite le processus permettant d'exprimer des magnitudes instrumentales, définies par :

$$m_{inst} = -2.5 \ \log_{10} \left(\frac{\phi^{ADU}}{T_p} \right) \tag{6.18}$$

en magnitudes exprimées dans le système de filtres standard $UBVRI$. Nous montrerons ensuite comment nous avons procédé pour calibrer les observations des supernovæ découvertes par le consortium.

Cette tâche est rendue complexe par le grand nombre d'instruments impliqués, et le faible nombre d'étoiles standards disponibles. Seuls deux télescopes seront donc calibrés de manière absolue : le télescope « danois » de 1.54 m de diamètre et de télescope de 3.60 m de l'ESO. Nous montrerons comment nous avons intercalibré les 8 télescopes ayant participé au suivi sur ces deux télescopes de référence.

6.5.1 Généralités

Le flux des étoiles que l'on mesure avec un instrument est soumis à deux principaux effets qui doivent être pris en compte : l'absorption atmosphérique et différences résiduelles entre la bande passante de l'ensemble télescope + détecteur et la bande passante de référence.

L'effet de l'atmophère Considérons un objet de spectre $\phi^\gamma(\lambda)$, exprimé en nombre de photons par unité de surface et de temps. Le flux est partiellement absorbé par l'atmosphère suivant une loi du type :

$$\phi^\gamma_{obs}(\lambda) = 10^{-0.4\ \kappa_\lambda \chi}\ \phi^\gamma(\lambda) \tag{6.19}$$

L'*airmass*, χ mesure l'épaisseur de la couche d'atmosphère traversée par la lumière en provenance de la source est défini par $\chi = 1/\cos(z)$, où z est l'angle zénithal. κ_λ est une fonction d'absorption connue, qui dépend des caractéristiques de l'atmosphère. Le flux instrumental de l'objet, intégré dans le filtre de bande passante $F(\lambda)$ peut s'écrire sous la forme :

$$\phi_{instr} \propto \int F(\lambda)\ 10^{-0.4\ \kappa_\lambda \chi}\ \phi^\gamma(\lambda) d\lambda \tag{6.20}$$

Pour des bandes passantes dont la largeur équivalente est de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, on peut considérer que les variations du fond continu du spectre sont faibles devant celles de la bande passante $F(\lambda)$. En développant $\phi^\gamma(\lambda)$ autour de la longueur d'onde équivalente du filtre, $\overline{\lambda}$, on montre que la magnitude « hors-atmosphère » m_0 peut s'exprimer en fonction de la magnitude instrumentale $m_{inst} = -2.5\ \log_{10}(\phi_{instr})$ sous la forme :

$$m_0 = m_{instr} + \alpha_{abs}\ \chi + \beta_{abs}\ \chi\ \langle \mathsf{couleur} \rangle + \gamma_{abs}\ \chi^2 + \ldots \tag{6.21}$$

où le terme $\langle \mathsf{couleur} \rangle$ désigne une couleur de l'étoile ($B - V$, $V - R$...).

L'ordre de grandeur des corrections d'absorption atmosphérique dépend de la longeur d'onde. Il est typiquement de 10 à 20% dans la bande B, de 5 à 10 % en V et de quelques pourcent en R et I. Dans le cadre de cette étude, notre précision photométrique n'excèdera pas quelques poucents, et nous ne serons sensibles qu'au terme du premier ordre, $\alpha\chi$. Une nuit est dite photométrique si l'absorption α reste constante tout au long des observations. Celle-ci est idéalement déterminée chaque nuit à l'aide d'observations d'étoiles standard.

Les imperfections des filtres Les bandes passantes de l'ensemble télescope + filtre ne constituent qu'une approximation des filtres standard aussi les flux « hors-atmosphère » d'une même étoile peuvent-ils présenter des variations de quelques pourcents d'un instrument à l'autre.

Par un développement analogue à celui mentionné au paragraphe précédent, on peut montrer que la différence entre magnitudes « hors-atmosphère » peut être paramétrisée en fonction de la couleur de l'objet observé :

$$m_0 = m'_0 + \alpha_c\ \langle \mathsf{couleur} \rangle + \beta_c \langle \mathsf{couleur} \rangle^2 + \ldots \tag{6.22}$$

En général, des corrections du premier ordre sont suffisantes. Nous verrons cependant que pour certaines observations (par exemple dans la bande R sur le YALO de 1.00 m de diamètre ou sur le CFHT...), une paramétrisation du second ordre est nécessaire.

6.5.2 Application aux supernovæ étudiées

Afin de maximiser le temps d'observation consacré aux supernovæ il été choisi de ne consacrer qu'un minimum de temps au cours du printemps 1999 à l'observation d'étoiles standard. En revanche, un an plus tard, lorsque les SNe ne sont plus visibles, leurs champs ont été réobservés à l'aide du télescope « danois » de 1.54 m et du télescope de 3.60 m de l'ESO. Il s'agissait d'une part d'obtenir des images de référence de bonne qualité destinées à la photométrie de soustraction et

	B	V	R	I
α	-0.13 (0.03)	-0.06 (0.03)	-0.04 (0.02)	-0.01 (0.00)
PZ_1	23.78 (0.04)	24.09 (0.04)	23.98 (0.02)	22.88 (0.01)

TAB. 6.3 – *Détermination des points zéro et de l'absorption moyenne pour le télescope danois de 1.54 m de diamètre, dans les bandes BVRI. L'aborption moyenne déterminée ici est conforme aux estimations régulièrement indiquées pour le site de La Silla. Les valeurs des points zéro indiquées ici sont valables aux termes de couleur près. Les valeurs définitives sont indiquées équation (6.27).*

à la photométrie de PSF décrites plus haut, d'autre part de mesurer le plus précisément possible les magnitudes des étoiles de chaque champ. Dans ce but, des étoiles standard été observées en nombre suffisant pour obtenir une bonne calibration du télescope danois. Les champs standard utilisés sont essentiellement issus de (Landolt, 1992) (`SA101`, `SA104`, `PG0942`, `PG1323`, `PG1528`, `PG1633`). Nous avons également utilisé les observations photométriques de l'amas ouvert `M67` réalisées par (Montgomery *et al.*, 1993). Le principal intérêt de ce dernier champ est que les étoiles qu'il contient présentent une grande diversité de couleurs, ce qui nous sera utile pour déterminer les termes de couleur du télescope « danois ». L'étude de ces observations permet de mesurer les magnitudes standard des étoiles de chaque champ. On détermine ensuite pour chaque image une relation d'intercalibration du type :

$$m_{cal} = m_{instr} + A + \delta m_c(\mathsf{couleur}) \tag{6.23}$$

où m_{cal} désigne la magnitude calibrée. Le terme A est déterminé image par image. Il prend en compte le point zéro de l'instrument considéré et l'absorption due à l'atmosphère. La détermination de la correction de couleur δm_c est plus délicate et demande un grand nombre de mesures. Il est donc déterminé une seule fois, pour chaque bande passante de chaque télescope, en prenant en compte toutes les observations d'étoiles communes au télescope considéré et au télescope « danois » de 1.54 m qui sert ici de référence.

Cependant, l'application de ces relations de calibration à chaque supernova n'est pas directe. En effet, la couleur d'une SNIa est rapidement évolutive et doit être reconstruite préalablement. L'approche utilisée sera présentée section 7.0.7. La calibration absolue du télescope « danois » sera, elle, détaillée section 6.5.3 tandis que l'intercalibration des télescopes de suivi est décrite dans la section 6.5.4.

6.5.3 La calibration absolue du télescope « danois » de 1.54 m

Points zéro et absorption Environ 250 images de champs standard ont été prises à l'aide du télescope « danois » au cours de la campagne de prise de références, de janvier à mars 2000, soit en moyenne 3 à 5 par nuit, dans chaque bande passante. Cependant, la gamme d'airmass des champs observés une nuit donnée est généralement insuffisante, pour pouvoir déterminer précisément chaque nuit la valeur de l'absorption atmosphérique. Nous avons dû nous contenter de calculer une absorption atmosphérique moyenne pour la période des observations.

Le point zéro PZ_F dans chaque filtre F a été déterminé simultanément avec l'absorption α_F dans ce même filtre en étudiant les variations avec l'airmass de la quantité (figure 6.15) :

$$m_0 - m_{instr} \ = \ PZ_F + \alpha_F \ \chi \tag{6.24}$$

m_{instr} désigne la magnitude instrumentale, définie équation (6.18), et m_0, la magnitude « hors-atmosphère », corrigées des effets de l'absorption atmosphérique. Les valeurs de PZ_F et α_F

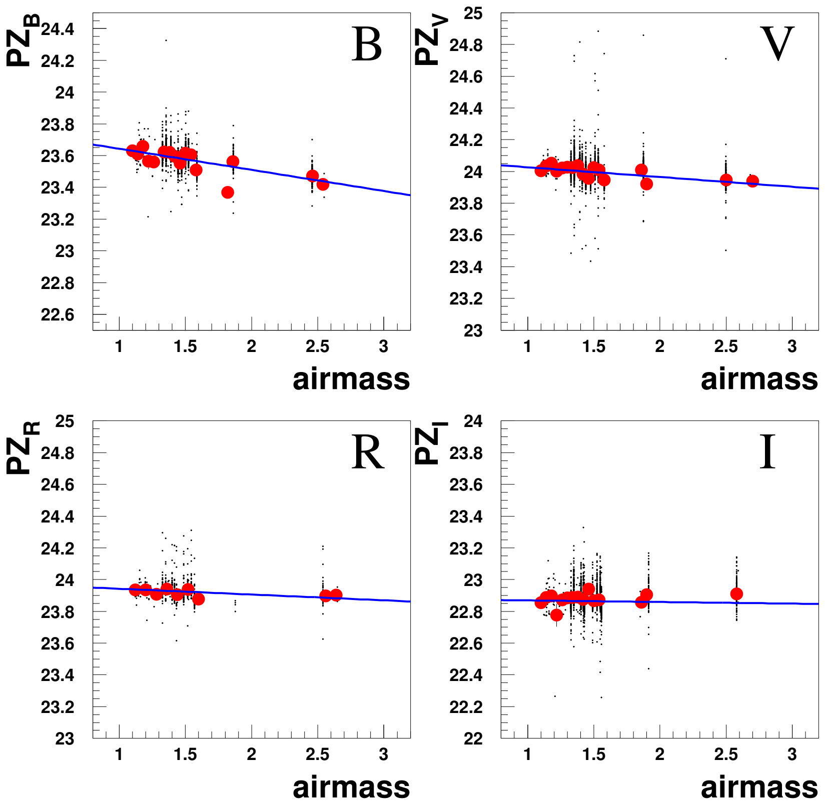


FIG. 6.15 – *Détermination des points zéro du télescope 1.54 m Danois. Pour les étoiles standard, on peut calculer la quantité* $pz(\chi) = m_{instr} - m_{std}$*, qui varie linéairement avec l'*airmass, χ. *La pente correspond à la valeur de l'absorption atmosphérique dans la bande passante considérée, exprimée en magnitudes par* airmass. *L'ordonnée à l'origine de cette relation constitue une première approximation, aux termes de couleur près du point zéro dans cette même bande passante.*

ajustées par moindres carrés apparaissent dans la table (6.3). A ce stade, nous avons déterminé des équations de calibration au premier ordre, permettant d'obtenir, dans chaque filtre, à partir des magnitudes instrumentales m_{instr} du télescope « danois », des magnitudes hors-atmosphère m_0 :

$$m_0 = m_{instr} + PZ_F + \alpha_F \ \chi \tag{6.25}$$

Termes de couleur Il s'agit maintenant de prendre en compte le fait que les filtres montés sur le télescope « danois » ne sont qu'une approximation des filtres standard, ce qui induit une dépendance de la quantité $m_0 - m_{std}$ avec la couleur de chaque étoile. La figure (6.16) présente dans chaque filtre la dépendance en couleur de la quantité $m_0 - m_{std}$. Cette dépendance a été paramétrisée par une relation du type :

$$m_0 - m_{std} = \delta m + \beta \times \langle \text{couleur} \rangle \tag{6.26}$$

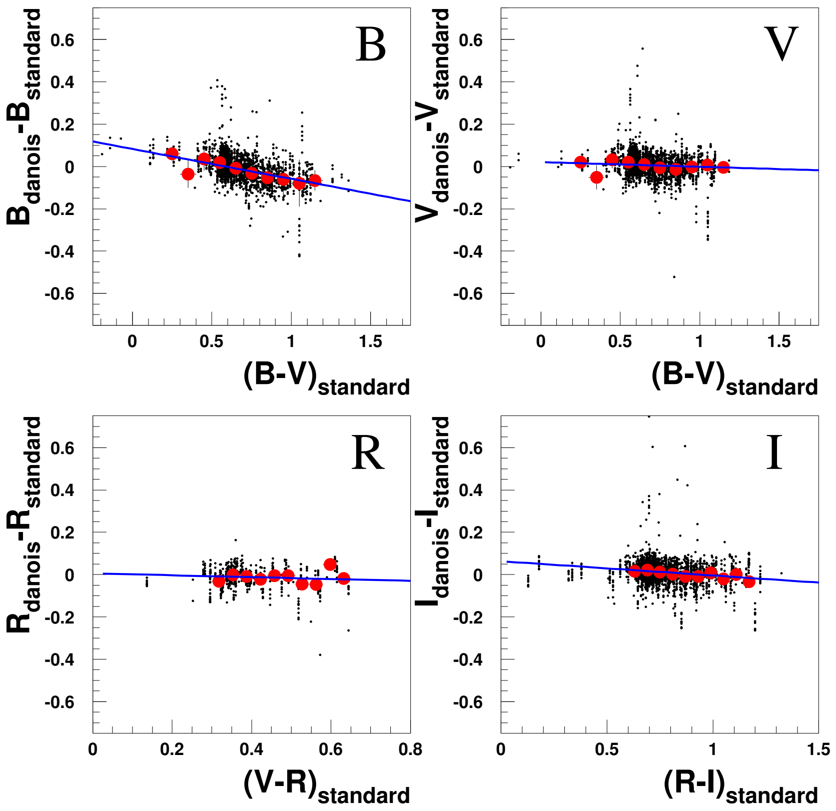


FIG. 6.16 – *Détermination des termes de couleur du télescope 1.54 m Danois. Pour les étoiles standard, la quantité $m_0 - m_{std}$, où m_0 est la magnitude hors-atmosphère déterminée au moyen de la relation (6.28) et m_{std} est la magnitude de l'étoile standard dans la bande passante étudiée, présente une dépendance en couleur. Cette dépendance résulte du fait que les filtres montés sur le télescope danois ne constituent qu'une approximation des filtres standard. La détermination des termes de couleur conduit aux relations de calibration (6.27).*

dont les coefficients ont été ajustés par moindres carrés. La table (6.4) présente les résultats de cet ajustement. Il apparait que seul le filtre B diffère notablement des filtres standard. Les filtres V, R et I présentent des termes de couleur faibles, qui induisent, pour la plupart des étoiles des corrections de l'ordre de 0.01 mag.

Les relations de calibration finales du télescope « danois » peuvent donc s'écrire :

$$\begin{cases} B &= b + 23.70 + 0.14 \times (B - V) \\ V &= v + 24.07 + 0.00 \times (B - V) \\ R &= r + 23.98 + 0.04 \times (V - R) \\ I &= i + 22.82 + 0.07 \times (R - I) \end{cases} \tag{6.27}$$

$BVRI$ désignent ici les magnitudes des étoiles dans les bandes passantes standard correspondantes, tandis que $bvri$ sont les magnitudes instrumentales de ces mêmes étoiles corrigées de

	B	V	R	I
δm	+0.08 (0.01)	+0.02 (0.008)	+0.00 (0.00)	+0.06 (0.02)
tc	−0.14 (0.01)	−0.00 (0.00)	−0.04 (0.02)	−0.07 (0.02)

TAB. 6.4 – *Détermination des termes de couleur du télescope Danois de 1.54 m de diamètre, dans les bandes BVRI .*

l'absorption atmospérique :

$$\begin{cases} b &= m_{instr_B} - 0.13\ \chi \\ v &= m_{instr_V} - 0.06\ \chi \\ r &= m_{instr_R} - 0.03\ \chi \\ i &= m_{instr_I} - 0.01\ \chi \end{cases} \tag{6.28}$$

Ces relations sont en bon accord avec les équation de calibration approximatives indiquées dans le manuel du télescope danois. Les termes de couleur sont du même ordre de grandeur. Les points zéro sont en excellent accord, à 0.02 mag près.

Précision de la calibration du télescope danois Il est possible de vérifier la calibration du télescope danois obtenue au terme de cette étude en étudiant dans chaque bande passante la dispersion de la quantité $m_{cal} - m_{std}$, où m_{cal} est la magnitude dans un filtre donné d'une étoile standard observée avec le télescope et calibrée par les relations (6.27) et (6.28), tandis que m_{std} est la magnitude de cette même étoile donnée par les catalogues d'étoiles standard. La figure (6.17) présente les distributions de ces résidus pour les étoiles les plus brillantes ($m < 17$). La précision obtenue, au premier ordre indépendante de la bande passante est de 4% en moyenne. Une grande partie de la dispersion observée est due au fait que nous n'avons pu reconstruire qu'une absorption atmosphérique moyenne, alors que celle-ci est variable d'un jour à l'autre. On vérifie cependant figure (6.17) que notre détermination est non-biaisée (résidus centrés sur 0).

Dans l'état actuel de l'analyse, seul le télescope danois a été calibré de manière absolue, en utilisant des étoiles standard et sert de référence aux autres télescopes de suivi. D'autres instruments pourraient être calibrés, mais le faible nombre d'étoiles standard prises au cours du suivi photométrique rend cette tâche difficile. L'incertitude systématique σ_{PZ} de 4% sur la détermination des points zéros du télescope danois doit donc être propagée sur tous nos points de mesure. σ_{PZ} a été déterminée à l'aide d'étoile brillantes, bien reconstruites et est indépendante des erreurs photométriques. Elle ne sera pas incluse directement dans l'erreur photométrique calculée pour chaque point, mais dans l'erreur globale affectant le maximum de luminosité.

6.5.4 Intercalibration des télescopes de suivi

La calibration déterminée à la section précédente, valable pour la période Janvier–Mars 2000 a été appliquée aux étoiles de chaque champ observées avec le télescope danois. Ces étoiles sont ensuite utilisées comme « standards secondaires » pour intercalibrer les images de suivi prises sur chaque télescope. Comme indiqué dans la section 6.5.2 la relation d'intercalibration déterminée pour chaque image est de la forme (6.23) :

$$m_{cal} = m_{instr} + A + \beta \times \langle \text{couleur} \rangle$$

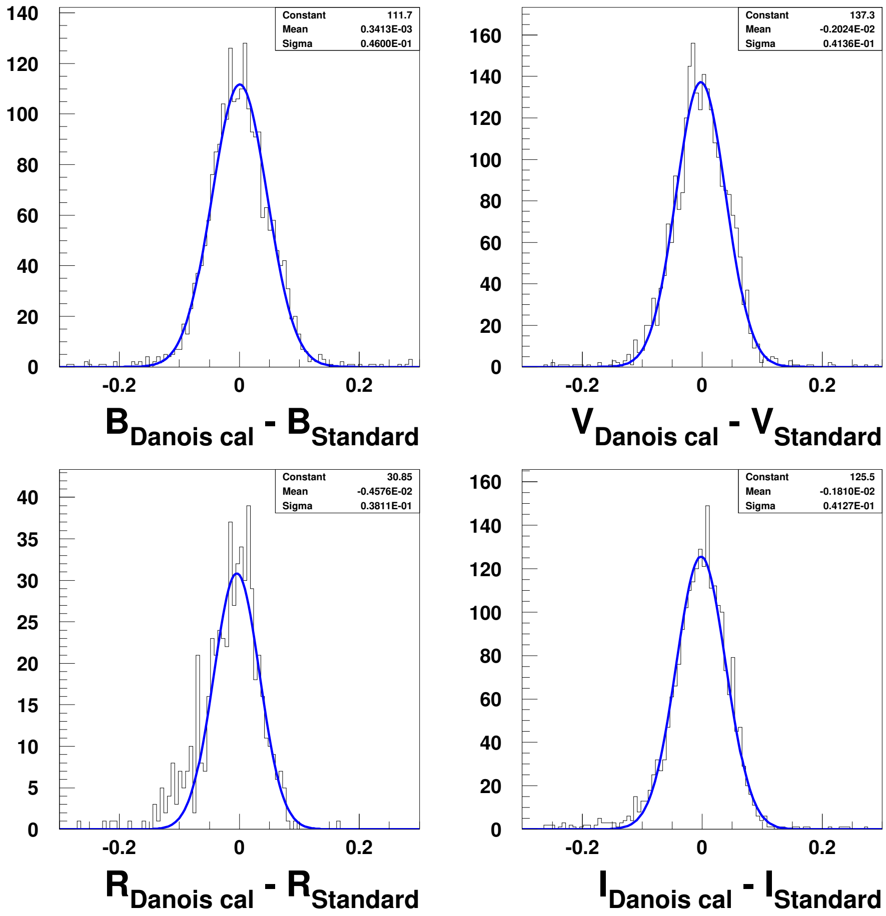


FIG. 6.17 – *Télescope 1.54 m Danois : dispersion des magnitudes calibrées, pour les étoiles standard dont les flux ont été mesuré avec le télescope « danois » de 1.54 m. Les étoiles retenues pour cette figure sont de magnitudes comprises entre 15 et 19, dans la gamme de luninosité des SNe que nous étudions. La dispersion obtenue, indépendante de la bande passante, est de 4% environ. Aucun effet résiduel n'est visible, sauf dans la bande R, dans laquelle les magnitudes de certaines étoiles du catalogue sont incertaines.*

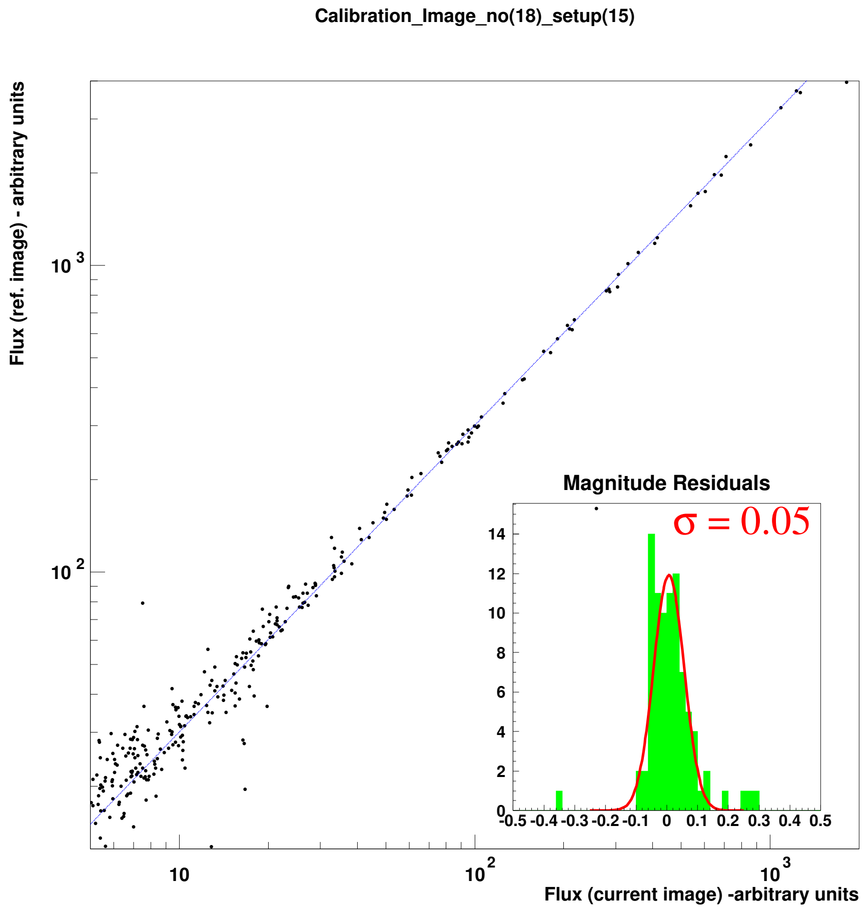


FIG. 6.18 – *Exemple d'intercalibration d'une image de suivi à l'aide des standard secondaires.*

Au premier ordre : détermination d'un coefficient d'absorption pour chaque image Le terme A de l'équation précédente est déterminé pour chaque image de suivi en comparant le flux instrumental des standards « secondaires » du champ à leur flux « calibré » :

$$\phi_{cal} = 10^{-0.4\ m_{cal}} \tag{6.29}$$

mesuré à l'aide des observations réalisées sur le télescope « danois » dans la bande passante de l'image étudiée. Une relation du type :

$$\phi_{cal} = \gamma\ \times \phi_{ADU} \tag{6.30}$$

est ajustée par moindre carrés. La figure (6.18) présente un exemple d'un tel ajustement. Cette procédure d'intercalibration est bien sûr d'autant plus précise que le nombre de standards secondaires présents sur l'image est important.

Détermination des termes de couleur de chaque télescope La dernière étape consiste à déterminer les termes de couleurs de chaque télescope de suivi. La méthode est analogue à celle employée plus haut pour déterminer les termes de couleur du télescope danois. Les étoiles utilisées pour cette étude sont les standards secondaires de chaque champ, dont les magnitudes ont été mesurées avec le télescope de 1.54 m « danois ».

Les figures (6.19) à (6.22) présentent pour les télescopes YALO (1.00 m), CTIO (1.50 m), Marly (1.00 m) et CFHT (3.50 m), la dépendance en couleur de la quantité $m_c - m_{cal}$, où m_c est la magnitude de chaque standard secondaire, dans le filtre étudié, intercalibrée par la procédure décrite au paragraphe précédent, tandis que m_{cal} est la magnitude de cette même étoile mesurée à l'aide du télescope danois.

Pour chaque bande passante, une relation de calibration du type

$$m_{cal} = \delta m + \beta \times \langle \mathsf{couleur} \rangle + \gamma \times \langle \mathsf{couleur} \rangle^2 \tag{6.31}$$

est ajustée par moindres carrés. La table (6.5) présente les résultats de ces ajustements pour chaque télescope.

La plupart des termes de couleur sont faibles et conduisent à des corrections de l'ordre de 0.01 mag ($\sim$ 1%). On constate cependant que, pour plusieurs télescopes, certaines bandes passantes sont sensiblement différentes de celles du danois (voire non standard comme pour le YALO en R et le MARLY), ce qui conduit à des relations d'intercalibration non linéaires. Les corrections de couleur sont alors très importantes, et peuvent atteindre 0.2 à 0.4 mag ($\sim$ 20 à 40 % en flux).

6.5.5 Précision de l'intercalibration

Le processus d'intercalibration décrit ci-dessus introduit une incertitude supplémentaire sur les flux calibrés. Cette incertitude est d'autant plus faible que le nombre d'étoiles sur chaque image est important, et que les corrections de couleur sont faibles. Nous nous proposons dans cette partie de l'évaluer en mesurant la dispersion de nos mesures de la magnitude des étoiles situées dans le champ de chaque supernova. Afin de ne mesurer que l'incertitude liée à l'intercalibration, nous avons choisi de n'inclure dans cette étude que les étoiles les plus brillantes, pour lesquelles l'erreur photométrique est négligeable.

La magnitude m_0 de chaque étoile a été estimée dans chaque bande passante en moyennant toutes les mesures calibrées réalisées avec les différents télescopes. Afin de s'affranchir des quelques nuits non photométriques et des possibles accidents de mesure (cosmiques, mauvais

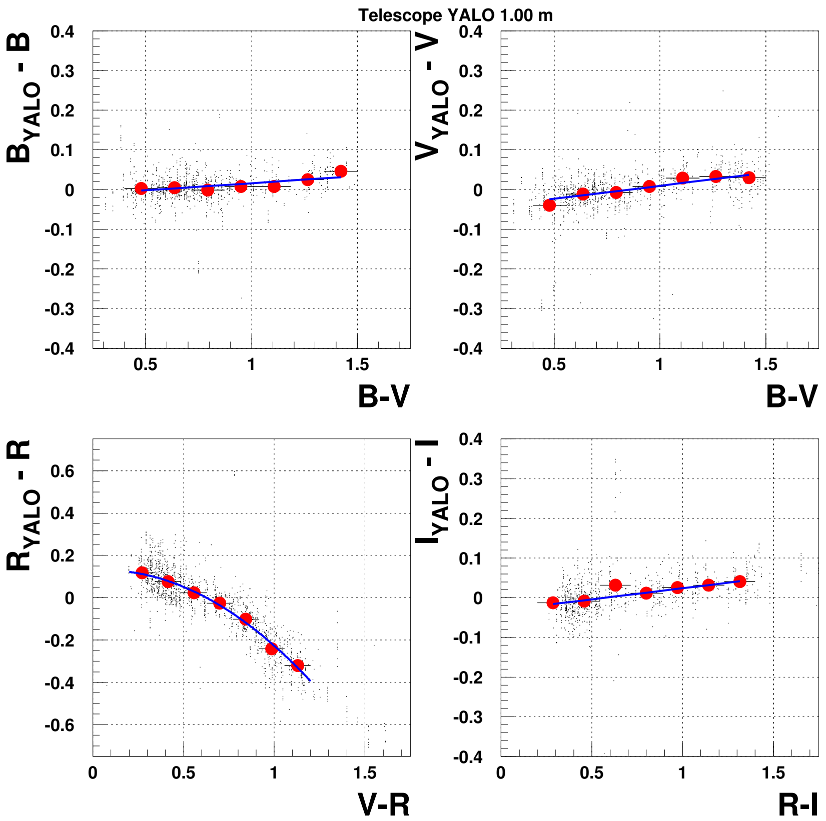


FIG. 6.19 – *Termes de couleur du télescope YALO de 1.00 mètre de diamètre.*

Télescope	B	V	R	I
	+0.00 (—)	−0.04 (0.01)	−0.05 (0.02)	+0.05 (0.02)
Lick 1.00 m	+0.00 (—)	+0.07 (0.01)	+0.13 (0.03)	−0.05 (0.02)
	—	—	—	—
	−0.03 (0.01)	+0.00 (—)	−0.04 (0.01)	−0.03 (0.01)
JKT 1.00 m	+0.06 (0.02)	+0.00 (—)	+0.11 (0.02)	+0.06 (0.02)
	—	—	—	—
	+0.00 (—)	−0.06 (0.01)	−0.02 (0.007)	+0.04 (0.008)
KPNO 2.10 m	+0.00 (—)	+0.09 (0.01)	+0.03 (0.007)	−0.06 (0.01)
	—	—	—	—
	−0.18 (0.01)	+0.00 (—)	+0.00 (—)	+0.02 (0.01)
CTIO 0.90 m	+0.26 (0.01)	+0.00 (—)	+0.00 (—)	−0.04 (0.01)
	—	—	—	—
	−0.18 (0.01)	+0.00 (—)	−0.03 (0.007)	+0.02 (0.006)
CTIO 1.50 m	+0.26 (0.02)	+0.00 (—)	+0.06 (0.01)	−0.03 (0.01)
	—	—	—	—
	−0.07 (0.01)	+0.02 (0.01)	+0.02 (0.01)	+0.00 (—)
ESO 3.60 m	+0.11 (0.01)	−0.03 (0.01)	−0.04 (0.01)	+0.00 (—)
	—	—	—	—
	—	+0.22 (0.07)	—	−0.05 (0.02)
Marly 1.00 m	—	−0.07 (0.15)	—	+0.06 (0.02)
	—	−0.19 (0.08)	—	—
	−0.02 (0.01)	−0.06 (0.01)	+0.13 (0.03)	−0.03 (0.005)
YALO 1.00 m	+0.04 (0.01)	+0.07 (0.01)	+0.05 (0.11)	+0.05 (0.007)
	—	—	−0.40 (0.08)	—
	−0.04 (0.006)	−0.03 (0.006)	+0.03 (0.04)	+0.04 (0.01)
CFHT 3.60 m	+0.05 (0.008)	+0.03 (0.006)	−0.29 (0.11)	−0.07 (0.01)
	—	—	+0.39 (0.08)	—

Tab. 6.5 – *Termes de couleurs des télescopes de suivi par rapport au systène de magnitudes standard. Pour chaque télescope, on a ajusté une relation du type* $m_{cal} = m_c + \delta m + \alpha \langle \mathsf{couleur} \rangle \ (+\beta \langle \mathsf{couleur} \rangle^2)$. *Dans chaque bande passante on indique successivement (de haut en bas) les valeurs de* δm, α *et (éventuellement)* β *issues de l'ajustement. Dans certains cas, les valeurs obtenues ne sont pas significatives. Elles sont alors considérées comme étant nulles.*

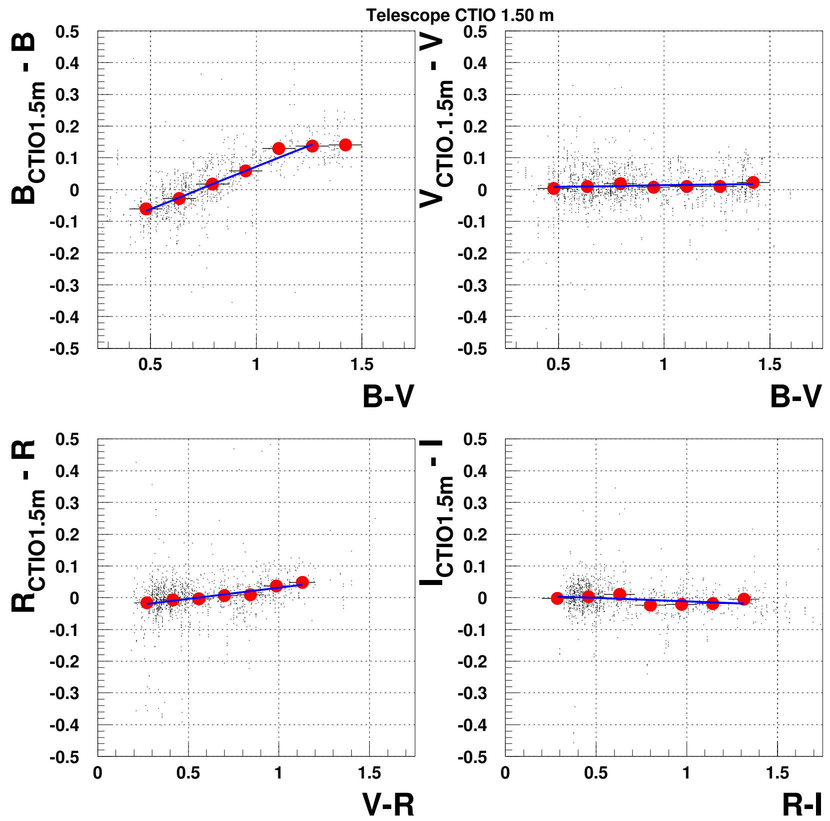


FIG. 6.20 – *Termes de couleur du télescope CTIO de 1.50 mètre de diamètre.*

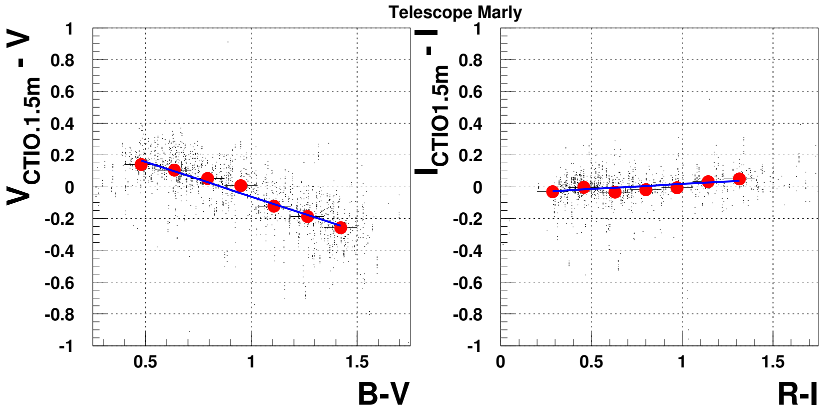


FIG. 6.21 – *Termes de couleur du télescope Marly de 1.00 mètre de diamètre.*

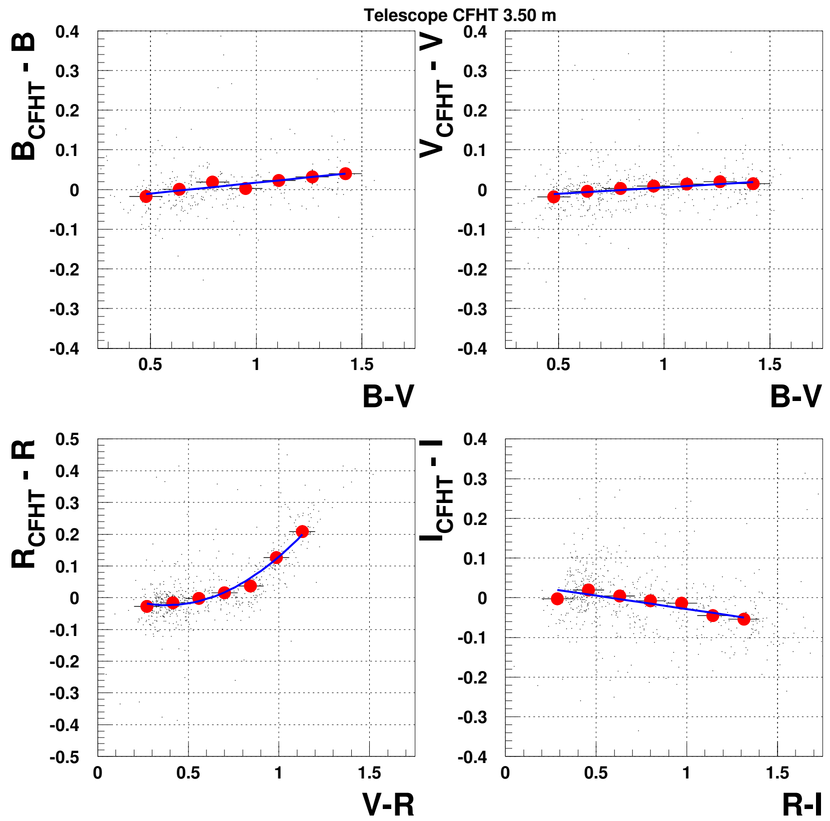


FIG. 6.22 – *Termes de couleur du télescope CFHT de 3.50 mètre de diamètre.*

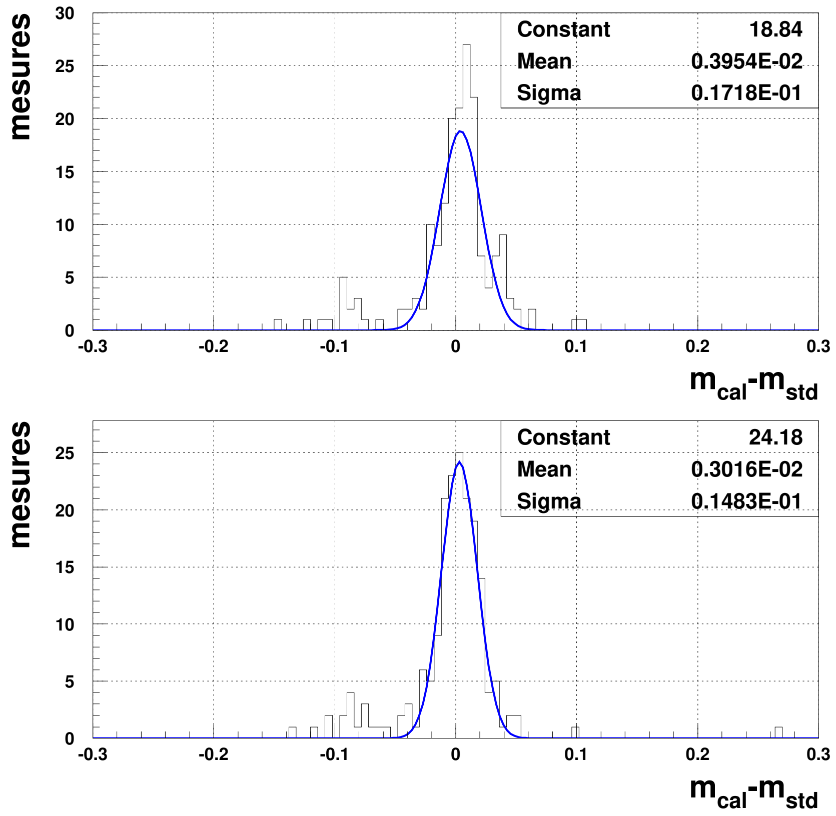
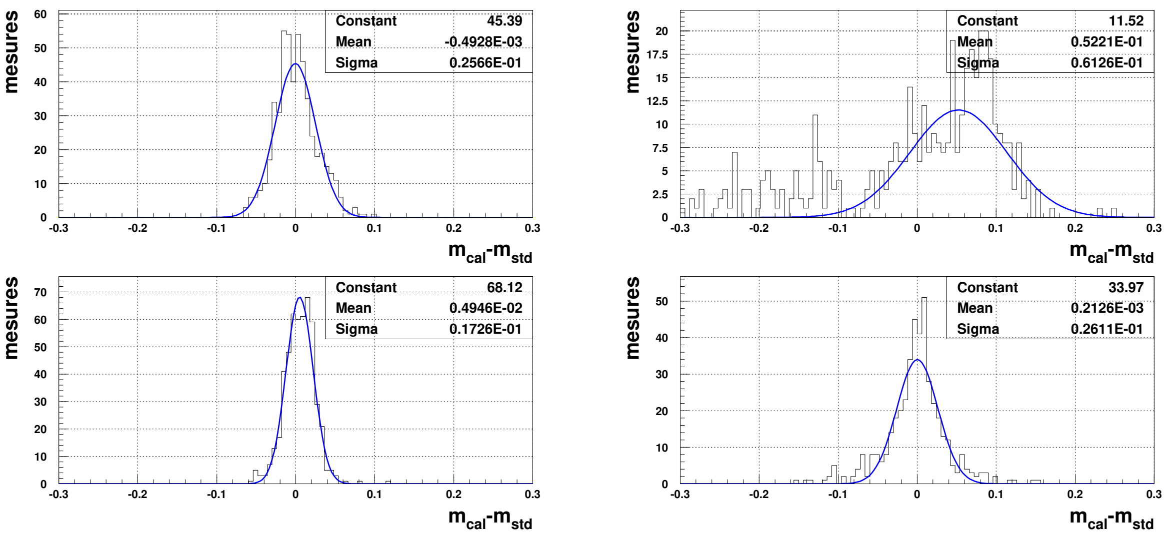


FIG. 6.23 – *Télescope JKT : précision de l'intercalibration, estimée sur les étoiles brillantes, bien reconstruites, avant application des corrections de couleur (haut) et après (bas). Du fait de la faible statistique disponible, nous avons combiné les mesures des bandes les bandes B, V, R et I. La précision de l'intercalibration estimée pour ce télescope est $\delta m_{interc} \sim 0.015$ mag. soit environ 1.4% en flux.*

pixels), les 20% de mesures les plus basses et les 20% de mesures les plus hautes n'ont pas été incluses dans la moyenne.

La précision de l'intercalibration peut être estimée de manière fiable en étudiant la distribution des magnitudes calibrées m des étoiles les plus brillantes et les mieux reconstruites, recentrées autour de leur valeur moyenne m_0. Les figures (6.23) et (6.24) présentent deux exemples de distribution de $m - m_0$, pour les télescopes JKT et YALO respectivement. Pour chaque instrument ayant participé au suivi, nous avons essayé lorsque cela était possible, d'évaluer la précision de l'intercalibration dans chaque bande passante. Dans de nombreux cas cependant (Lick 1.0m, JKT, KPNO 2.1m...) le nombre détoiles brillantes observées était trop faible, et nous avons choisi de donner une incertitude globale. La table (6.6) résume les valeurs estimées de σ_{interc}. Celles-ci sont généralement de l'ordre de 2% à 4%.



(a) YALO, bande V (b) YALO, bande R

FIG. 6.24 – *Télescope YALO : précision de l'intercalibration dans les bandes V (gauche) et R (droite). Ce télescope a assuré une grande fraction du suivi photométrique, et dispose par ailleurs d'un champ assez important. La statistique disponible est plus importante. Il est possible d'évaluer la précision de l'intercalibration pour chaque bande passante. Celle-ci est de 0.017 mag. dans la bande V et 0.026 mag. dans la bande R, soit environ 1.5% et 2.5% en flux respectivement.*

6.5.6 La dispersion photométrique finale

Il est possible de tester la qualité de l'intercalibration, et d'évaluer l'erreur photométrique finale en étudiant la distribution des différences entre les magnitudes des standards secondaires observés avec le « danois », et les magnitudes de ces même standards observés sur l'ensemble des télescopes et intercalibrés de la manière décrite ci-dessus.

Les figures (6.25) et (6.26) présentent les distributions des résidus de la calibration pour les images prises avec les télescopes YALO et CFHT respectivement avant et après application des corrections de couleur. Nous avons sélectionné des objets de flux comparables à ceux observés pour les SNe. Les dispersions finales sont en général voisines de 5%. On constate que les termes de couleur importants dans la bande R sont bien corrigés.

La dispersion photométrique moyenne varie de 4% à 7% (dans les bandes R du YALO et du CFHT, qui présentent des termes de couleur importants. En effet, la dispersion de la quantité $m_{cal} - m_{std}$ observée ici est la résultante de la combinaison de plusieurs effets indépendants, que nous avons évalués au cours des paragraphes précédents. On peut écrire :

$$\sigma^2 = 2 \times (\sigma^2_{phot} + \sigma^2_p) + \sigma^2_{interc} \tag{6.32}$$

La table (6.7) résume les principales sources d'incertitude étudiées dans les sections précdentes. L'erreur photométrique sur les étoiles σ^2_{phot} varie entre 5% (étoiles de flux ~ 1000 ADU) et 1% (étoiles de flux supérieur à 30000 ADU). On vérifie qu'en combinant quadratiquement les erreurs

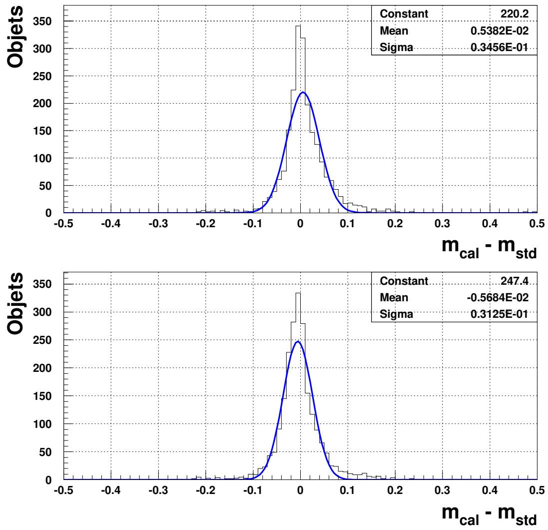
Télescope	`# setup`	σ_{interc} (mag.)	Cas Particuliers
Lick1.0m	`#1`	0.03	
	`#2`	0.04	
	`#3`	0.03	
JKT	`#9`	0.02	
KPNO2.1m	`#13`	0.02	
CTIO0.9m	`#33`	0.04	
CTIO1.5m	`#15`	0.02	0.03 en B
Danois	`#17`	0.02	
ESO3.60m	`#21`	0.02	
Marly	`#32`	0.02	0.03 en V
YALO	`#30`	0.02	0.04 en R
Mt Laguna	`#19`	0.04	
CFHT	`#22`	0.03	
WIYN	`#16`	0.04	

TAB. 6.6 – *Précision de l'intercalibration pour chaque instrument, dans chacune de ses configurations. Pour chaque appareillage, nous indiquons une précision combinée toutes bandes passantes confondues. Pour certains instruments cependant, les corrections de couleur importantes dans certaines bandes passantes peuvent accroitre l'incertitude. Nous avons particularisé ces cas.*

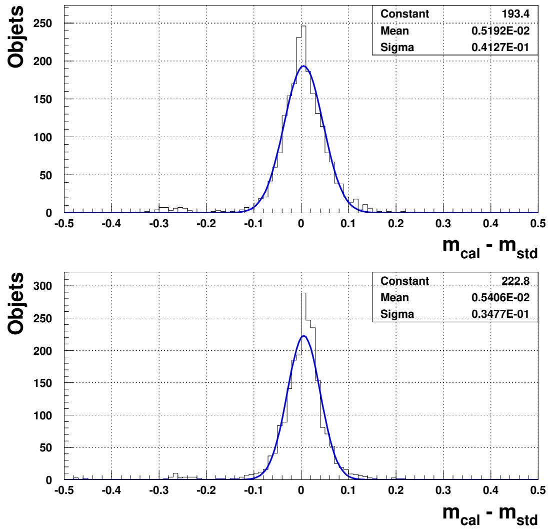
σ_{phot}, σ_p et σ_{interc} données dans les sections précédentes, on reproduit les incertitudes observées figures (6.25) et (6.26).

Source de dispersion	σ (mag.)	Commentaire
Bruit de photons	0.01 – 0.04	(suivant flux et fond)
Inadéquation PSF Moffat	0.02	
Intercalibration	0.02 – 0.04	(suivant setup)
Combinée	**0.03 – 0.06**	
Calibration danois	0.04	
Incertitude combinée	**0.05 – 0.07**	

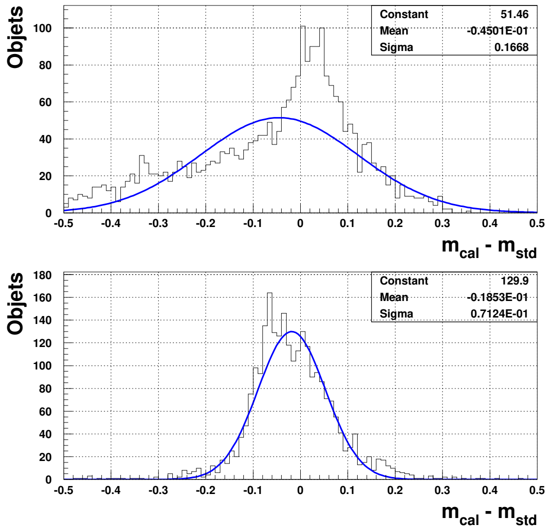
TAB. 6.7 – *Bilan des incertitudes lors de la production des courbes de lumière, pour les étoiles assez brillantes. La première incertitude est indicative, certaines SNe ont des flux plus faibles, leur mesure est donc affectée d'incertitudes plus importantes.*



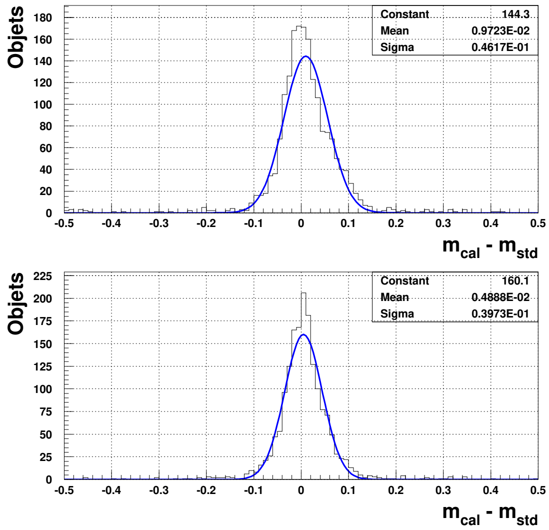
(a) bande B



(b) bande V

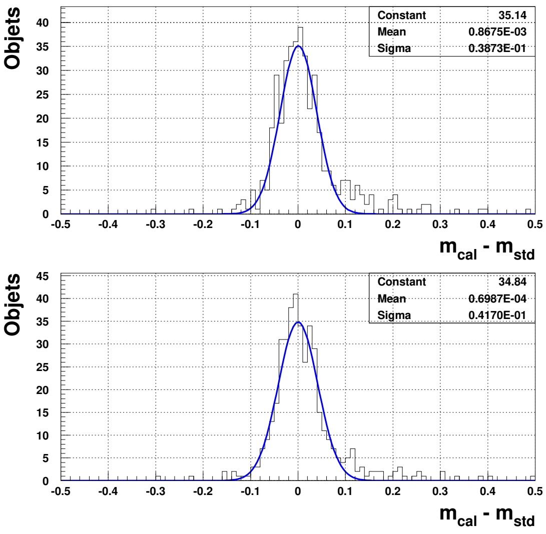


(c) bande R

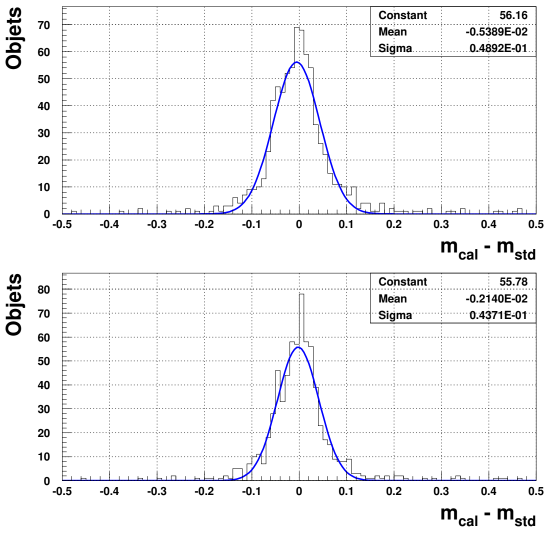


(d) bande I

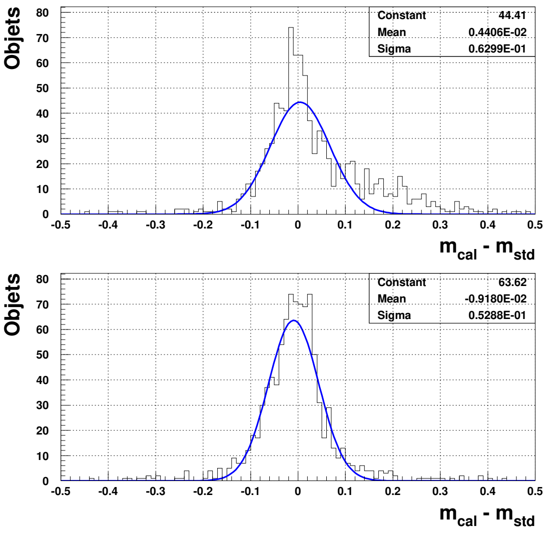
FIG. 6.25 – *Dispersion des magnitudes calibrées des objets observés avec le telescope YALO. On présente dans chaque bande bassante la dispersion des résidus de calibration avant (haut) et après (bas) application des termes de couleur déterminés section 6.5.4. L'effet des corrections de couleur dans les bandes B, V et I est faible mais visible. La résolution photométrique obtenue est de l'ordre de 4%. Dans la bande R, les corrections de couleur sont importantes. La résolution photométrique après correction n'est pas très bonne : près de 7%.*



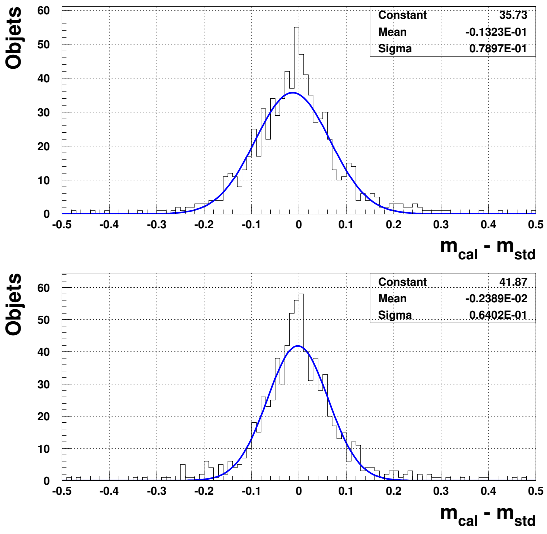
(a) bande B



(b) bande V



(c) bande R



(d) bande I

FIG. 6.26 – *Dispersion des magnitudes calibrées des objets observés avec le telescope CFHT. On présente dans chaque bande bassante la dispersion des résidus de calibration avant (haut) et après (bas) application des termes de couleur déterminés section 6.5.4.*

Chapitre 7

Les courbes de lumière des supernovæ de la campagne du printemps 1999

Les images de suivi photométrique ont été analysées au moyen de la chaine décrite au chapitre précédent. Nous présentons ici les résultats de ce traitement. Pour chaque supernova, nous essaierons de quantifier la qualité du suivi. Nous résumerons les problèmes spécifiques à chaque objet, et en particulier quelles techniques photométriques ont pu être mises en œuvre. Nous présenterons enfin les flux calibrés obtenus. Notons cependant qu'à ce stade, nous ne sommes pas encore en mesure de corriger des termes de couleurs, dus aux différences entre filtres d'un télescope à l'autre. En effet, la couleur de chaque supernova est variable, et son évolution doit être préalablement reconstruite. C'est pourquoi, nous indiquerons en fait deux types de flux calibrés : non corrigé pour les termes de couleur, puis corrigé en appliquant la technique exposée au chapitre 8.

Auparavant, nous indiquerons comment nous estimons le rougissement Galactique, et comment nous prenons en compte les corrections$-K$ à appliquer à chaque objet. Toutes les informations relatives à chaque supernova sont résumées dans la table (7.1).

7.0.7 Calibration des points de mesure photométrique de SNIa

Nous avons signalé que, la couleur des SNIa étant évolutive (figure 7.1), les relations de calibration déterminées plus haut ne sont pas directement applicables. On procède donc en plusieurs étapes. Dans un premier temps, le terme de couleur du télescope est négligé. Sur les points de mesure ainsi calibrés « au premier ordre », on ajuste une des courbes « patrons » d'évolution de la luminosité décrits au chapitre 8. Il est alors possible de modéliser l'évolution de la couleur de la SN, à partir de laquel on calcule les corrections de couleur à appliquer. Le processus est alors itéré jusqu'à ce que les points de mesure ainsi corrigés ne varient plus de façon significative d'une étape à l'autre.

7.1 Le rougissement Galactique

L'absorption due aux poussières interstellaires a été introduite au chapitre 2 (section 2.3.2). Pour les poussières Galactiques, l'effet est bien compris (Savage & Mathis, 1979) et cartographié (Burstein & Heiles, 1984; Schlegel *et al.*, 1998). Le point important est que l'intensité de l'absorption varie en fonction de la longeur d'onde λ, ce qui fait apparaître les objets plus rouges qu'ils ne le sont en réalité. L'extinction à une longueur d'onde donnée est proportionnelle au

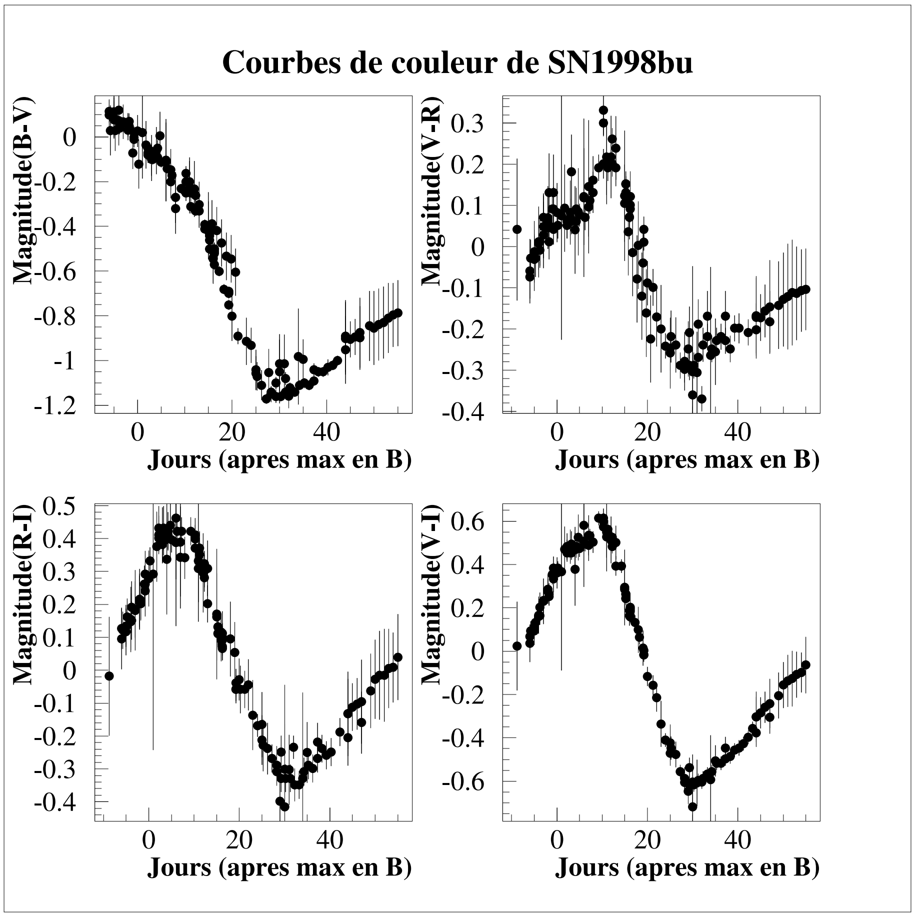


FIG. 7.1 – *Evolution de la couleur de la SNIa* SN1998bu.

rougissement :

$$A_\lambda = k_\lambda \times E(B-V) \tag{7.1}$$

La fonction $k_\lambda = A_\lambda/E(B-V)$ est connue et tabulée dans une large gamme de longueur d'onde. Les valeurs aux longueurs d'onde qui nous intéressent sont indiquées dans la table (2.2). Pour cette raison, les cartes publiées indiquent simplement la valeur de l'excès de couleur $E(B-V)$ dans une direction donnée.

Pour chacune de nos supernovæ, le rougissement a été estimé dans les bandes passantes $UBVRI$ à l'aide de la cartograhie réalisée par (Schlegel *et al.*, 1998). Les valeurs d'extinction obtenues sont résumées dans la table (7.1).

7.2 Les corrections$-K$

L'origine des corrections$-K$ a été présenté au chapitre 2 (section 2.3.1) : du fait du décalage spectral z et de la largeur finie des bandes passantes, le flux reçu par l'observateur est différent de celui qui serait intégré dans le référentiel de la supernova. La correction à appliquer à chaque flux, pour déterminer la luminosité de la supernova dans son référentiel propre est donnée par l'équation (2.10). Elle dépend de la forme de la bande passante utilisée, du décalage spectral z de la SNIa étudiée et enfin de la forme du spectre de celle-ci au moment de l'observation. Une

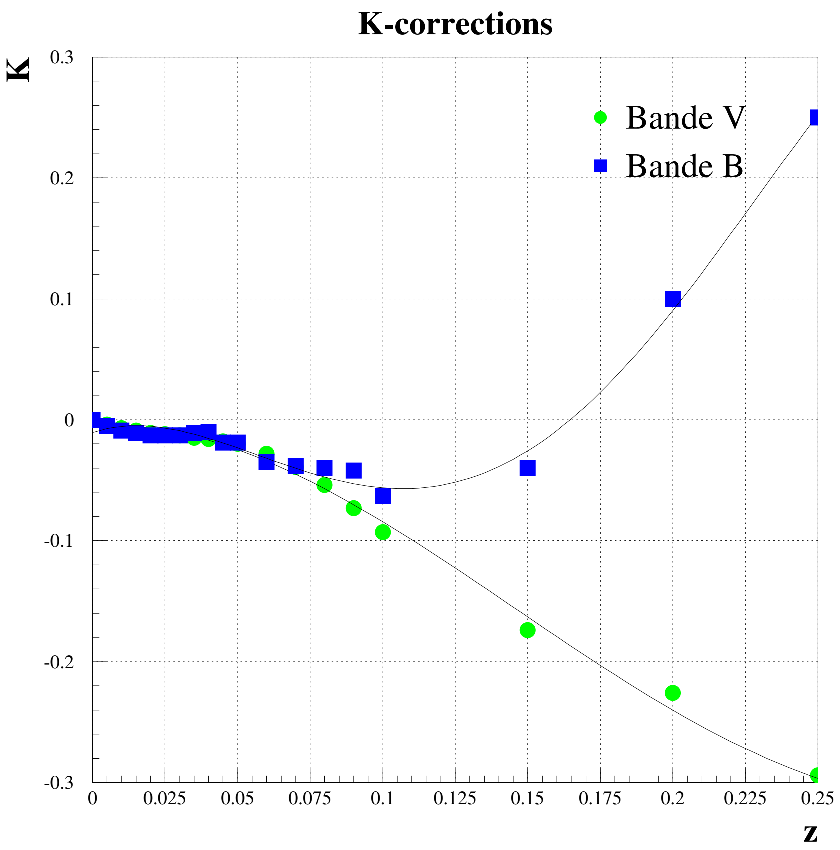


FIG. 7.2 – *Modèle de corrections$-K$ employé pour des SNIa au maximum de luminosité dans les bandes B et V. Ce modèle a été réalisé en moyennant les valeurs corrections$-K$ données par (Hamuy* et al.*, 1993) à partir des spectres des supernovæ* `SN1990N`, `SN1991T` *et* `SN1992A`*. Les points à partir de $z = 0.15$ résultent d'une interpolation des données de la référence (Hamuy* et al.*, 1993)*

SNIa étant un objet rapidement évolutif, les corrections$-K$ dépendent aussi de l'âge de la SN au moment de son observation.

En toute rigueur, la correction$-K$ à appliquer à chaque point doit donc être déterminée au moyen du suivi spectroscopique de l'objet étudié lui-même. En outre, la forme de la bande passante utilisée doit être bien connue. Dans la pratique, cependant, on ne dispose que rarement de ces informations. On utilise donc des corrections$-K$ préalablement déterminées sur une SNIa semblable et bien suivie spectroscopiquement (Hamuy *et al.*, 1993). On dispose ainsi de valeurs de corrections$-K$ déterminée en interpolant les valeurs données par (Hamuy *et al.*, 1993) sur 3 SNIa, dont une (`SN1999T`) est « particulière ».

Les supernovæ découvertes au printemps 1999 disposent d'un suivi spectroscopique abondant, qui n'a encore que très partiellement été analysé. Par ailleurs, seuls quelques uns des filtres utilisés par l'analyse sont bien connus. Dans l'analyse qui va suivre, nous nous contenterons donc de l'approche « minimaliste », qui consiste à n'appliquer de correction$-K$ qu'à la magnitude au maximum de la supernova, et à la et non à chaque point photométrique. Il faut cependant noter que la correction$-K$ modifie également le taux de décroissance des SNIa. Nous avons aussi

SN	Galaxie hôte	z	$E(B-V)$ (mag)
SN1999aa	NGC 2595	0.014	0.040
SN1999ac	NGC 6063	0.009	0.046
SN1999af*	LCRS B134213.7-062515	0.097	0.029
SN1999ao	MSACSS J062726.56−355024.2	0.054	0.065
SN1999ar	MSACSS J092016.00+003339.6	0.150	0.031
SN1999at	2MASX1 J1023116+175901	0.027	0.029
SN1999au	WOOTS J085858.01−072209.9	0.124	0.032
SN1999av	GNX 087	0.050	0.031
SN1999aw	WOOTS J110136.37−060631.6	0.040	0.032
SN1999ax	MAPS-NGP O_440_2753331	0.050	0.018
SN1999be	CGCG 089−013	0.019	0.047
SN1999bf	SCP J114952.28−004119.9	0.240	0.022
SN1999bh	NGC3435	0.017	0.015
SN1999bi*	EROS J110115.76−114515.2	0.124	0.027
SN1999bk*	EROS J112852.00−121801.8	0.096	0.027
SN1999bm*	APMUKS(BJ) B124225.40−061107.2	0.150	0.024
SN1999bn*	EROS J115700.46−112638.6	0.120	0.059
SN1999bp*	EROS J113946.24−085137.4	0.077	0.034
SN1999bq*	LCRS B130416.4−122114	0.149	0.043
SN1999by	NGC 2841	0.002	0.016

TAB. 7.1 – *Tableau récapitulatif des supernovæ observées. On indique pour chaque objet la valeur du rougissement $E(B-V)$ dû aux poussières Galactiques estimée d'après (Schlegel* et al.*, 1998).*

déterminé, à partir de la même référence, une valeur moyenne de la correction$-K$ à appliquer à une SNIa observée 15 jours après son maximum. Cela permet de corriger la quantité $\Delta m_{15}(B)$ de l'effet du décalage spectral.

7.3 Courbes de lumière des supernovæ du printemps 1999

Dans ce qui suit, nous passons en revue les supernovæ découvertes au printemps 1999 par le consortium mené par le *Supernova Cosmology Project*. Les principales caractéristiques de chaque objet avaient été succinctement présentés au chapitre 5. La table (7.1) rappelle les caracéristiques principales de chaque objet : nom et type de la galaxie hôte, décalage spectral, absorption Galactique dans cette direction et correction$-K$ au maximum adoptée.

Au cours de l'analyse des données photométriques, certaines supernovæ ont été écartées :

1. `SN1999at` ne semble pas être une supernova. Son flux est identique sur les images de mars 2000 et les images de mars 1999. Cela pourrait être dû à une erreur d'identification lors de la campagne de recherche.
2. `SN1999bf` est la plus lointaine des SNe découvertes ($z = 0.24$). Elle a d'autre part été peu suivie. Faute de temps, aucune image de référence n'a pu être prise au printemps 2000 sur le télescope « danois ». Elle ne sera donc pas analysée ici.
3. `SN1999bq` a également été assez peu suivie. Faute de temps d'observation suffisant en l'absence de pollution lumineuse due à la lune, nous ne disposons pas de référence profonde

pour cet objet.

Enfin deux objets sont encore en cours d'analyse : `SN1999bh` et `SN1999by`. Situés dans l'hémisphère nord, ils ne peuvent être observés depuis La Silla. Aucune image de référence n'est donc disponible pour le moment. L'analyse que nous présenterons dans la suite de ce travail incluera donc 15 objets.

Chaque supernova consituant un cas particulier, nous passerons ensuite en revue chaque objet analysé, en indiquant pour chacun les résultats de l'analyse de son suivi photométrique. Nous rappelons brièvement pour chaque candidat les conditions de sa découverte, les techniques d'analyse photométrique mises en œuvre, et enfin, les courbes de lumière obtenues. En annexe sont indiquées les valeurs numériques des magnitudes obtenues, une carte de champ, ainsi que les magnitudes des principaux standard secondaires utilisés pour l'intercalibration des images. On notera que le nombre de points de suivi photométrique présentés ne correpond pas toujours à ce qui était annoncé dans la table (6.1). En effet, il arrive que sur certaines images de suivi présentant un mauvais rapport signal sur bruit, ou comportant trop peu d'étoiles, la photométrie, l'intercalibration échouent. Ces mesures ont alors été écartées.

7.3.1 SN1999aa

Caractéristiques SN1999aa n'a pas été découverte par le consortium, mais par Ron Arbour (Armstrong & Schwartz, 1999), dans la galaxie proche NGC 2595 ($z \sim 0.014$). Elle a été identifiée comme SNIa particulière, de la famille de SN1991T (sur-lumineuse, à décroissance lente). La détection est intervenue environ une semaine avant le maximum de luminosité et le suivi photométrique a débuté immédiatement.

La figure (A.1, p. 239) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. On constate que SN1999aa a explosé en bordure de NGC 2595, dans un bras spiral. Elle est nettement séparable du profil de luminosité de sa galaxie hôte, aussi a-t-elle été classée, suivant les crières définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 1.*

Suivi photométrique SN1999aa, supernova proche et particulière a été très bien suivie par le consortium : en moyenne 30 points dans chaque bande passante ont pu être collectés. La majorité de ces points provient du télescope de 1.00 m YALO. Leur qualité est bonne. Cependant, le caractère non standard de la bande passante R du YALO a obligé à effectuer d'importantes corrections de couleur, sources d'incertitudes supplémentaires.

L'analyse photométrique des images de suivi a été effectuée en ajustant sur chaque étoile (et sur la supernova) une PSF modélisée par une fonction de Moffat. Les points de mesure ont ensuite été intercalibrés à l'aide de la méthode standard décrite section 6.5. Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.2, p. 240). Enfin, la table (A.1, p. 240) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

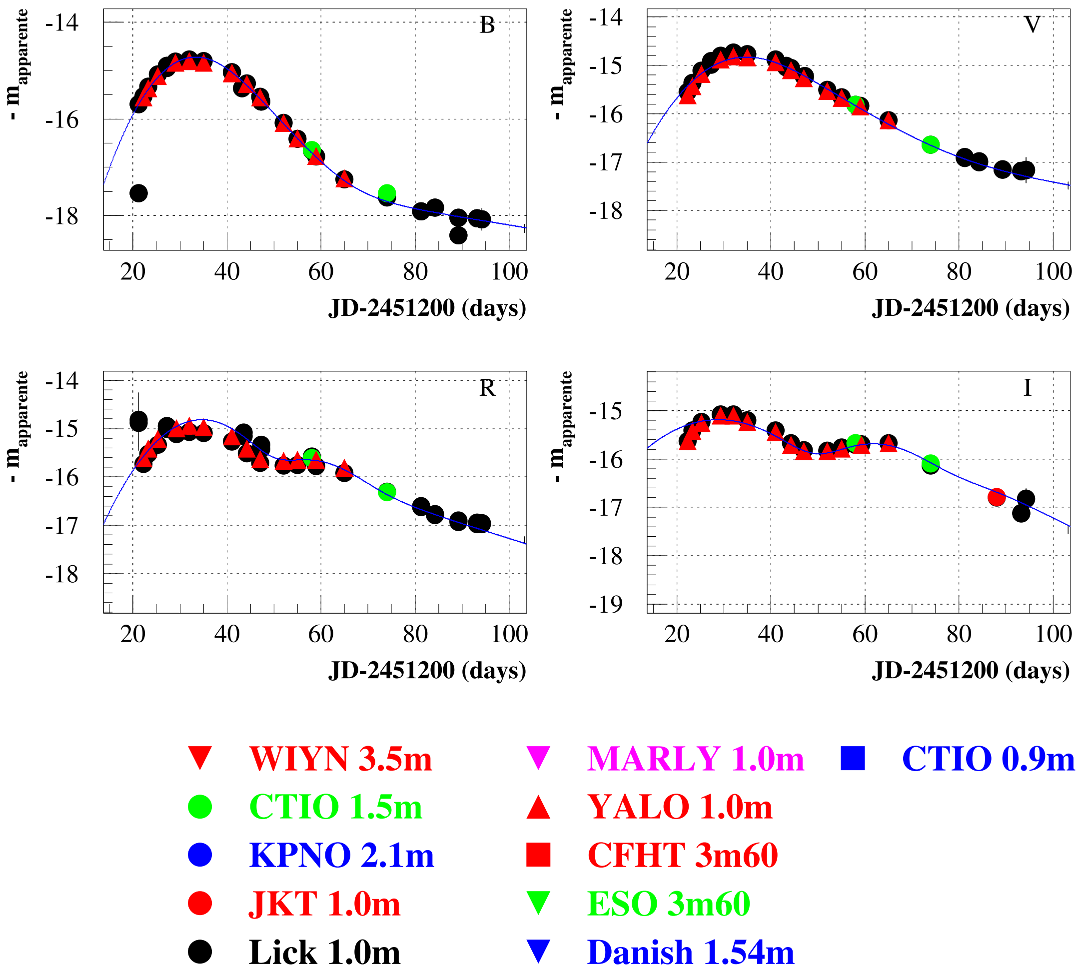


FIG. 7.3 – *Courbes de lumière* $BVRI$ *de la supernova* `SN1999aa`

7.3.2 SN1999ac

Caractéristiques SN1999ac a été découverte par le *Lick Observatory Supernova Search* (LOSS), au moyen du (*Katzman Automatic Imaging Telescope*) (KAIT) (Modjaz *et al.*, 1999), dans la galaxie proche NGC6063 ($z = 0.009$). Elle aussi a été identifiée comme SNIa particulière, analogue à SN1991T (Phillips *et al.*, 1999b). Sa détection est intervenue environ une semaine avant maximum et son suivi spectroscopique a débuté immédiatement.

La figure (A.2, p. 241) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. On constate à nouveau que la SN a explosé dans la périphérie de sa galaxie hôte, et peut en être facilement distinguée. Elle a donc été classée suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 1*.

Suivi photométrique SN1999ac est l'une des supernovæ les mieux suivies par le consortium avec près de 30 points dans chacune des bandes passantes $BVRI$. La majorité de ces points provient du télescope de 1.00 m de l'observatoire Lick (Californie), le télescope JKT ayant également contribué à une part importante du suivi.

L'analyse photométrique des images a été effectué en ajustant sur chaque étoile du champ et sur la supernova une PSF modélisée par une fonction de Moffat. Les points de mesure ont ensuite été intercalibrés à l'aide de la méthode standard décrite en 6.5. Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.4, p. 242). La table (A.3, p. 241) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

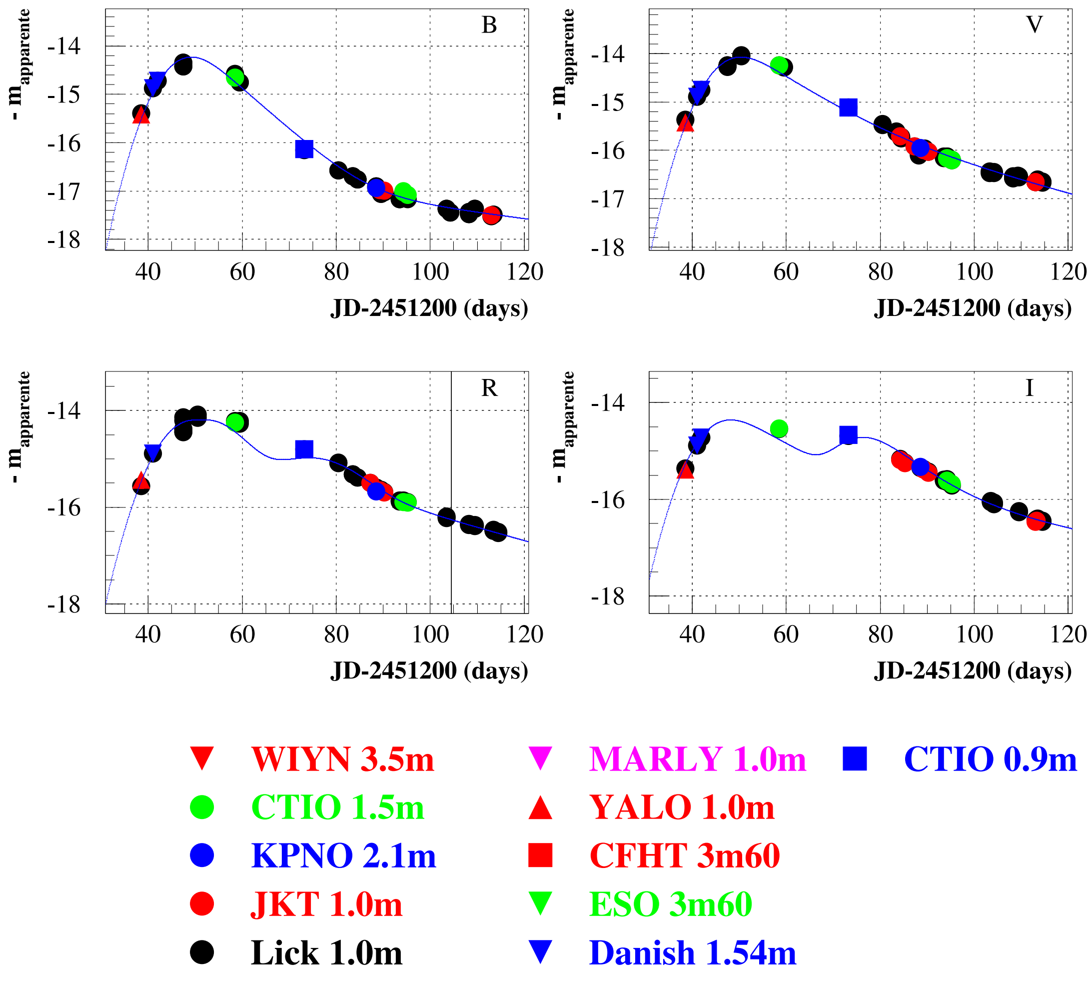


FIG. 7.4 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999ac

7.3.3 SN1999af

Caractéristiques SN1999af a été découverte par EROS2 (Kim *et al.*, 1999a), dans la galaxie LCRS B134213.7-062515 ($z \sim 0.097$). Douze jours après sa découverte, l'objet a été identifié comme SNIa environ une semaine après maximum. A l'issue de l'analyse photométrique, le type de cet objet est a nouveau discuté ; en effet, sa magnitude au maximum est environ 2 magnitudes inférieure à ce que l'on attendrait d'une SNIa. Il est en particulier possible que SN1999af soit en réalité une supernova de type Ic. L'analyse du suivi spectroscopique permettra probablement d'identifier définitivement l'objet.

La figure (A.3, p. 243) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. On constate que SN1999af, plus lointaine que les deux supernovæ précédentes, et ayant explosé plus proche du cœur de sa galaxie hôte est plus difficilement distingable, ce qui l'a faite classer suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 2*.

Suivi photométrique SN1999af, avec en moyenne 8 points par bande passante $BVRI$ ne compte pas parmi les supernovæ les mieux suivies du lot étudié. En outre, les temps de pose des images de suivi ont été sous-estimés. Les images de suivi présentent par conséquent un mauvais rapport signal sur bruit et la courbe de lumière obtenue est donc de qualité très moyenne.

L'analyse photométrique a été réalisée en ajustant simultanément sur l'ensemble supernova + galaxie un modèle du profil de luminosité de la galaxie et une PSF, modélisée à l'aide d'une fonction de Moffat, selon la méthode décrite en 6.4.2. Dans le même temps, le flux des étoiles du champ était mesuré à l'aide d'une photométrie de PSF, utilisant le même modèle que celui utilisé pour décrire la SN. Les flux ainsi mesurés ont ensuite été alignés sur ceux des standard secondaires du champ, préalablement calibrés à l'aide des observations faites sur le télescope « danois ». Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.6, p. 244). La table (A.5, p. 243) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

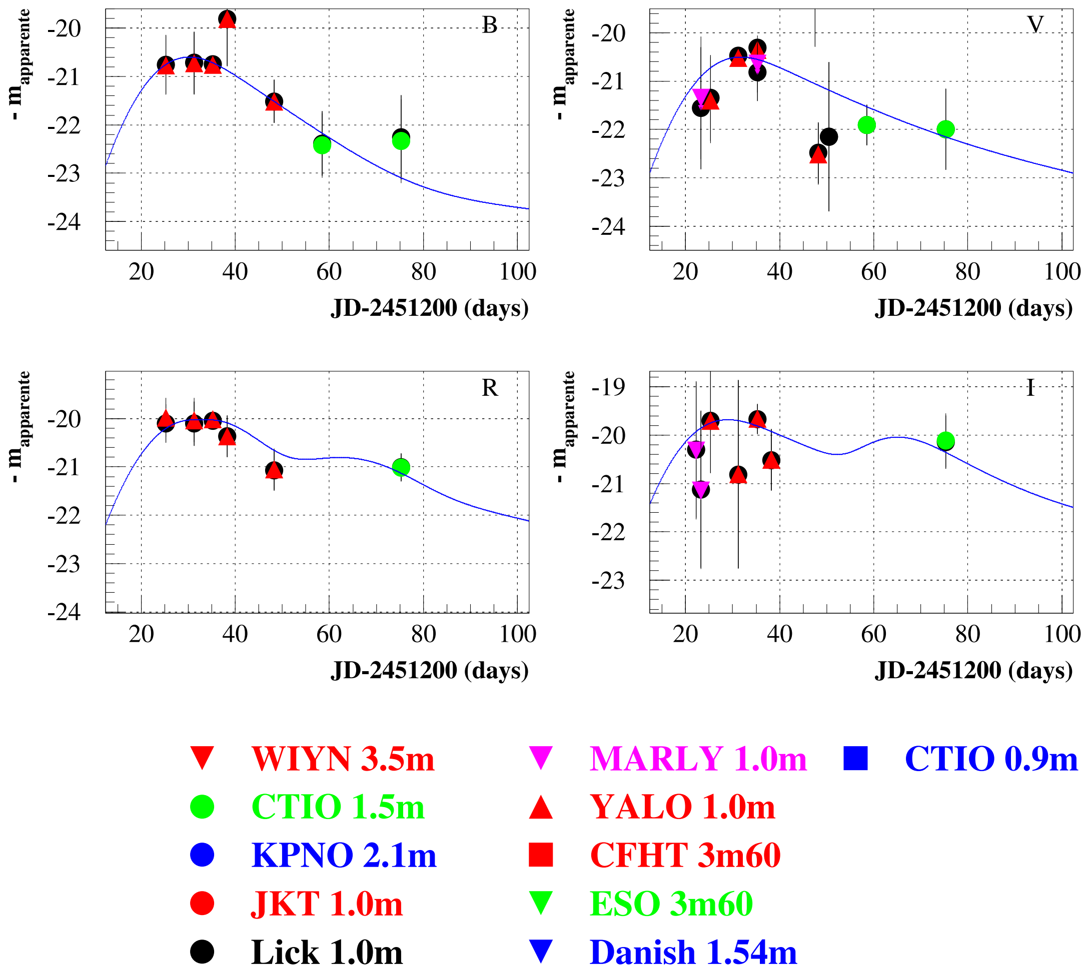


FIG. 7.5 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999af

7.3.4 `SN1999ao`

Caractéristiques `SN1999ao` a été découverte par la collaboration *Mount Stromlo Abell Cluster Supernova Search* (Reiss *et al.*, 1999), dans la galaxie `MSACSS J062726.56-355024.2` ($z = 0.054$) située dans l'amas `Abell 3392` ($z = 0.055$). Aucune particularité n'a été identifiée. Sa détection est intervenue environ huit jours avant maximum et son suivi photométrique a débuté immédiatement.

La figure (A.4, p. 245) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. `SN1999ao` ayant explosé près du cœur de sa galaxie hôte en est parfois difficilement distingable ce qui nous l'a faite classer suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 2*.

Suivi photométrique Avec en moyenne une quinzaine de points par bande passante, `SN1999ao` a bénéficié d'un bon suivi photométrique. Les images, en prevenance des plusieurs télescopes sont de bonne qualité. Le maximum de luminosité et la période de première décroissance sont bien échantillonnés, ce qui autorise une bonne reconstruction de la magnitude au maximum et du Δm_{15}.

L'analyse photométrique a été réalisée en ajustant simultanément sur l'ensemble supernova + galaxie un modèle du profil de luminosité de la galaxie et une PSF, modélisée à l'aide d'une fonction de Moffat, selon la méthode décrite en 6.4.2. Dans le même temps, le flux des étoiles du champ était mesuré à l'aide d'une photométrie de PSF, utilisant le même modèle que celui utilisé pour décrire la SN. Les flux ainsi mesurés ont ensuite été alignés sur ceux des standard secondaires du champ, préalablement calibrés à l'aide des observations faites sur le télescope « danois ». Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.8, p. 246). La table (A.7, p. 245) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

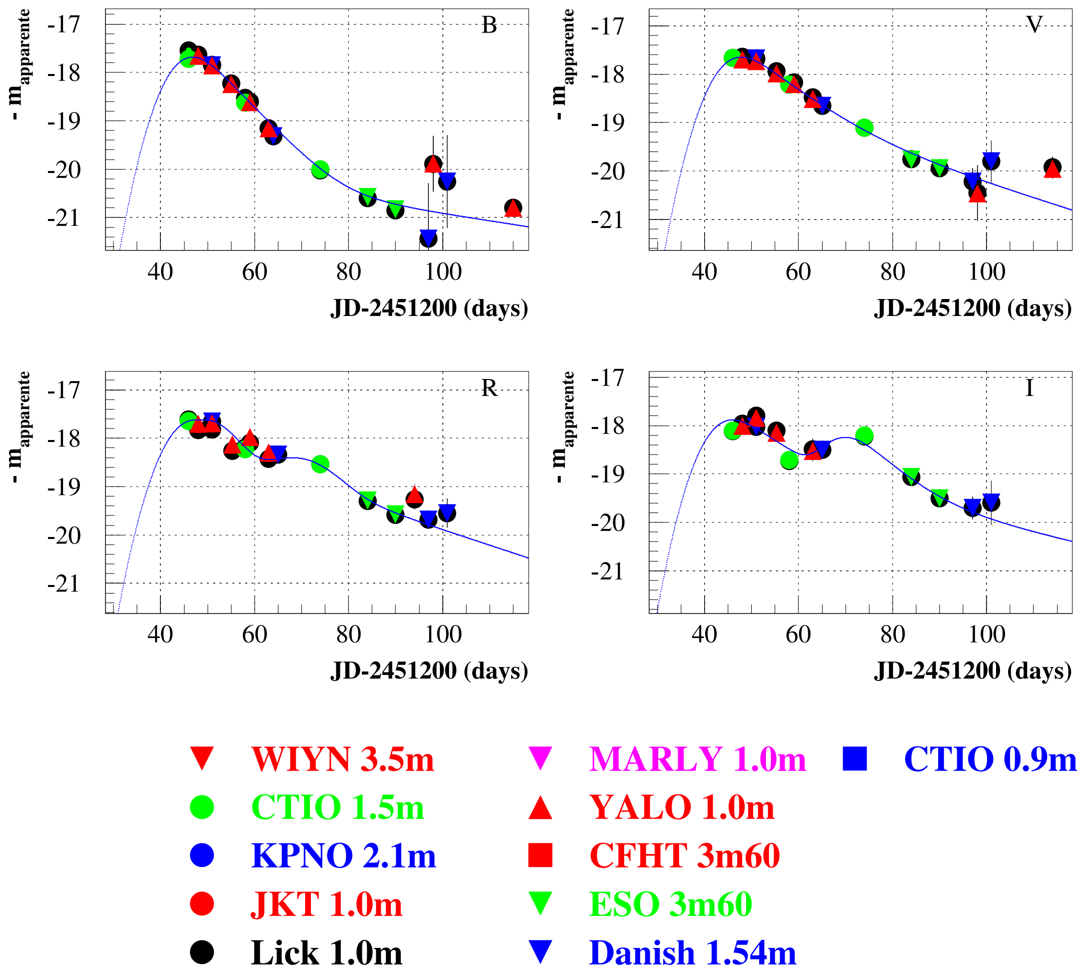


FIG. 7.6 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999ao

7.3.5 SN1999ar

Caractéristiques SN1999ar a été découverte par le *Nearby Galaxies SN Search Team* (Strolger *et al.*, 1999), dans la galaxie MSACSS J092016.00+003339.6 ($z = 0.150$). Aucun caractère particulier n'a été détecté sur cet objet. La détection est intervenue au moment du maximum de luminosité, et le suivi photométrique a débuté immédiatement.

La figure (A.5, 247) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. SN1999ar n'est généralement pas distingable de sa galaxie hôte ce qui l'a faite classer suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 3*.

Suivi photométrique La qualité du suivi de SN1999ar, avec en moyenne 7 points par bande passante est moyenne. Cependant, les images, en provenance du télescope YALO pour la plupart sont de bonne qualité. Par ailleurs, la supernova a été bien échantillonnée au voisinage du maximum, ce qui permet une bonne reconstruction de la magnitude au pic.

L'analyse photométrique de cet objet a été réalisée à l'aide de la photométrie de soustraction décrite en 6.4.3. Les images de référence photométrique prises sur le télescope danois de 1.45 m de diamètre ont ensuite été calibrées, et cette calibration a été propagée sur tous les points de mesure en utilisant les coefficients d'intercalibration déterminés par le processus de soustraction. Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.10, p. 248). La table (A.9, p. 247) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

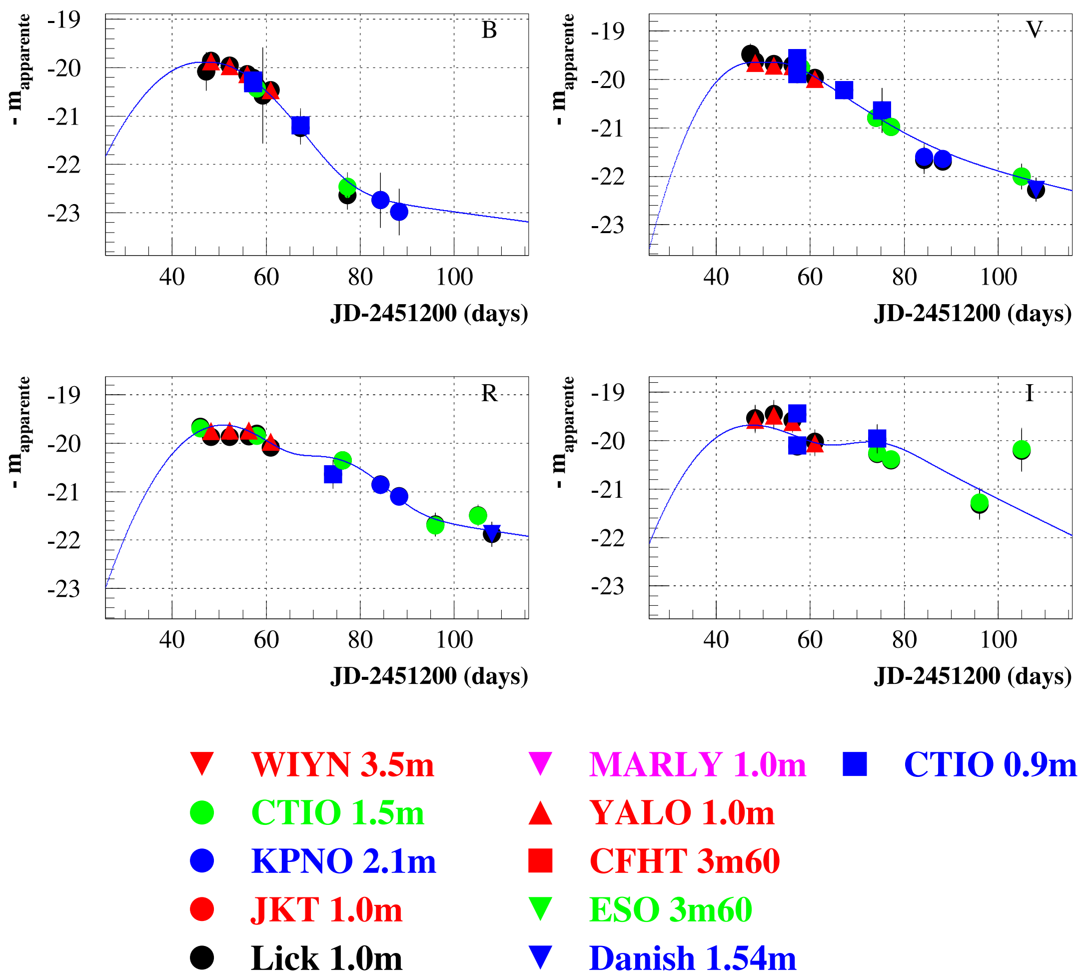


FIG. 7.7 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999ar

7.3.6 SN1999au

Caractéristiques SN1999au a été découverte par le *Nearby Galaxies SN Search Team* et le *Supernova Cosmology Project* (Aldering *et al.*, 1999), dans la galaxie WOOTS J085858.01-072209.9 ($z \sim 0.124$). Elle a été identifiée comme supernova particulière, analogue à SN1986G (sous lumineuse, à décroissance rapide). Sa détection est intervenue environ une semaine avant maximum, mais son suivi n'a débuté que tardivement, les premiers points dont nous disposons datant de quelques jours après le maximum de luminosité.

La figure (A.6, p. 249) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. La supernova n'est pas distingable de sa galaxie hôte. Elle a donc été classée suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 3*.

Suivi photométrique SN1999au a bénéficié d'un suivi photométrique correct, avec en moyenne une dizaine de points par bande passante. La qualité des données est bonne. Cependant, aucun point n'est disponible à l'instant du maximum.

L'analyse photométrique des images a été réalisée à l'aide de la photométrie de soustraction décrite en 6.4.3. Les images de référence photométrique prises sur le télescope danois de 1.45 m de diamètre ont ensuite été calibrées, et cette calibration a été propagée sur tous les points de mesure en utilisant les coefficients d'intercalibration déterminés par le processus de soustraction. Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.12, p. 250). La table (A.11, p. 249) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

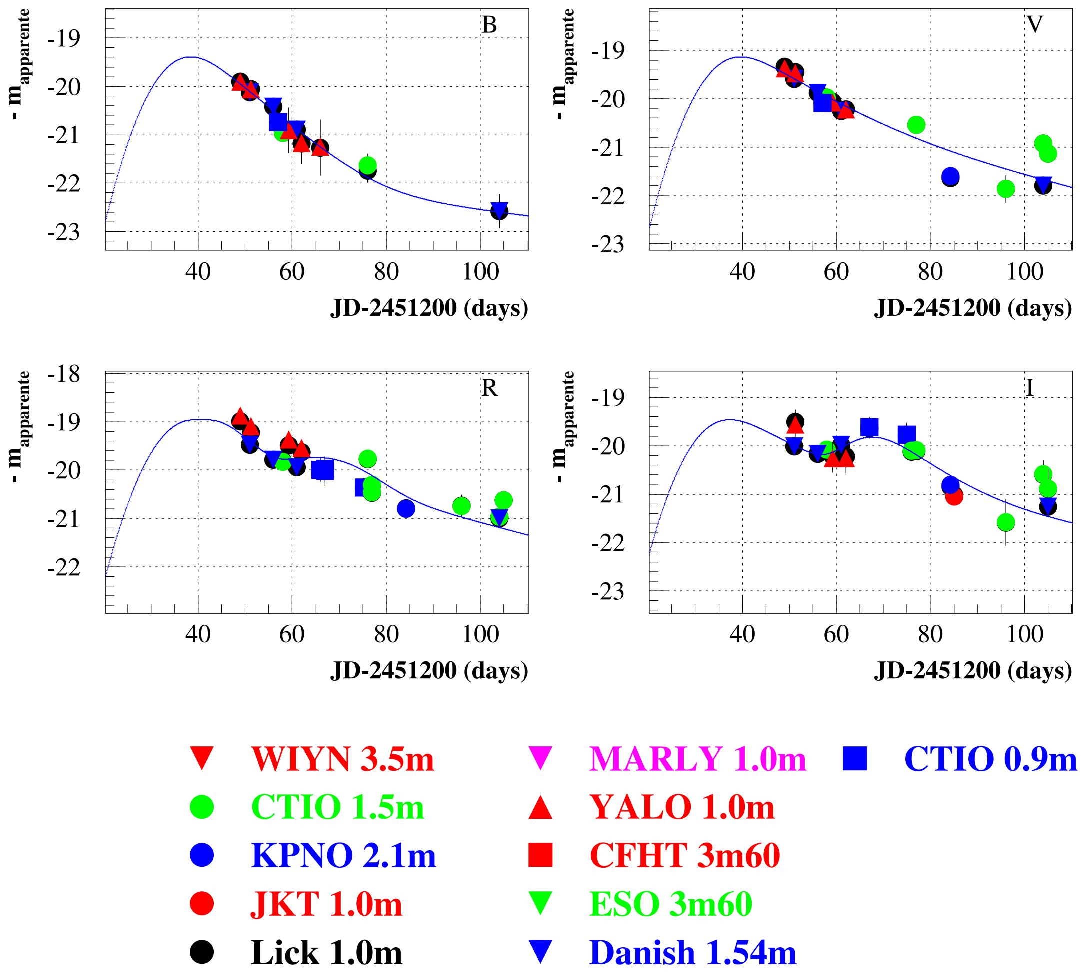


FIG. 7.8 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999au

7.3.7 `SN1999av`

Caractéristiques `SN1999av` a été découverte par le *Nearby Galaxies SN Search Team* et le *Supernova Cosmology Project* (Aldering *et al.*, 1999), dans la galaxie `GNX 087` ($z = 0.05$). Aucune caractéristique particulière n'a été relevée. La détection est intervenue environ une semaine après le maximum de luminosité, et le suivi photométrique a commencé immédiatement.

La figure (A.7, p. 251) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. `SN1999av` n'est pas situé exactement au centre de sa galaxie hôte. Cependant, cette supernova est généralement indistingable de sa galaxie hôte, ce qui l'a faite classer suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 3*.

Suivi photométrique La qualité du suivi de `SN1999av`, avec en moyenne 10 points par bande passante est moyenne. Les données ne sont pas de qualité excellente, les temps de pose ayant probablement été sous-estimés. C'est le cas, en particulier des images prises sur le télescope Lick de 1.00 m de diamètre.

L'analyse photométrique de cet objet a été réalisée à l'aide de la photométrie de soustraction décrite en 6.4.3. Les images de référence photométrique prises sur le télescope danois de 1.45 m de diamètre ont ensuite été calibrées, et cette calibration a été propagée sur tous les points de mesure en utilisant les coefficients d'intercalibration déterminés par le processus de soustraction. Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.14, p. 252). La table (A.13, p. 251) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

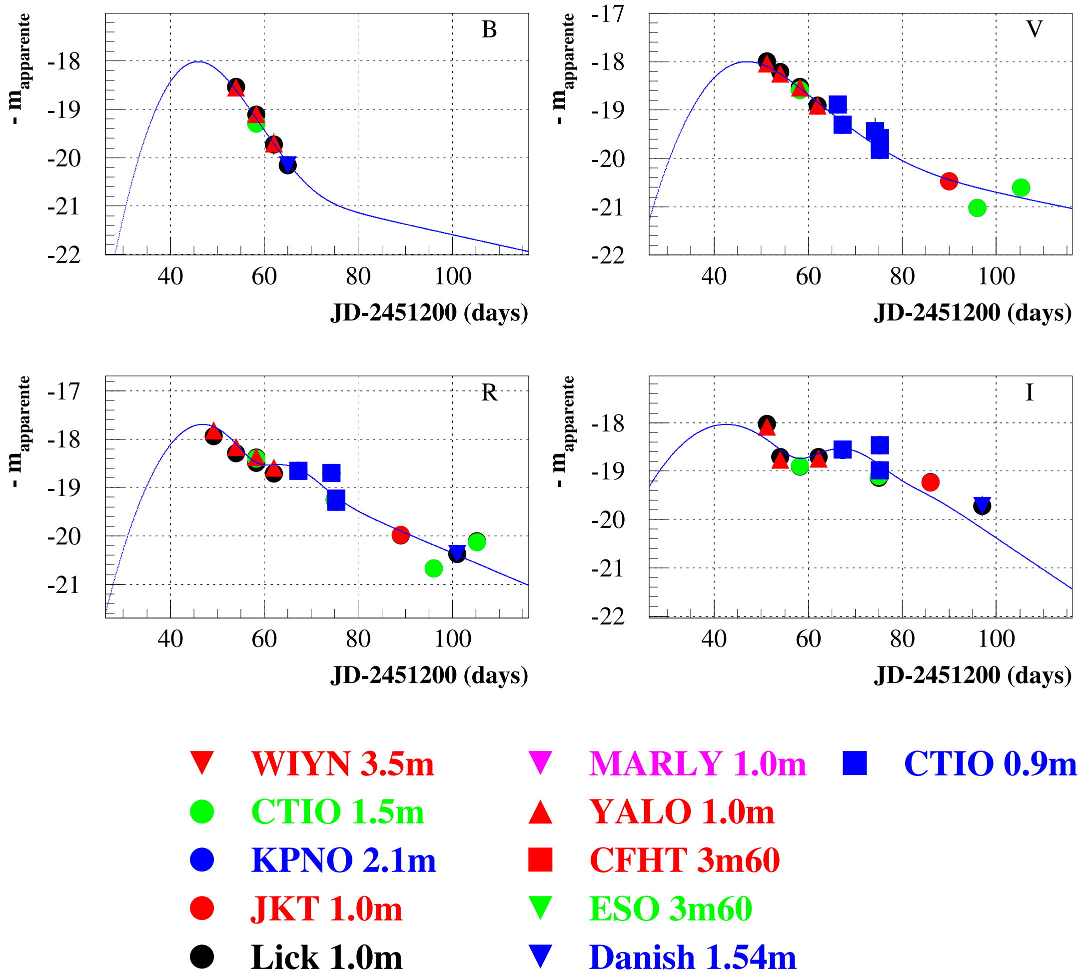


FIG. 7.9 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999av

7.3.8 SN1999aw

Caractéristiques SN1999aw a été découverte par le *Nearby Galaxies SN Search Team* et le *Supernova Cosmology Project* (Aldering *et al.*, 1999), dans la galaxie WOOTS J110136.37-060631.6 ($z = 0.04$). Elle a été identifiée comme supernova particulière, analogue à SN1991T (surlumineuse, à décroissance lente). La détection est intervenue au moment du maximum de luminosité, et le suivi photométrique a débuté immédiatement.

La figure (A.8, p. 253) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. SN1999aw est associé à une galaxie très faible, difficilement détectable sur les images de suivi étudiées. Nous avons cependant choisi de la classer suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 3*.

Suivi photométrique SN1999aw a bénéficié d'un bon suivi, avec plus de 15 points par bande passante. La qualité des images est bonne, à l'exception des images en provenance du télescope de 1.00 m de l'obervatoire Lick. Par ailleurs, la courbe de lumière est bien échantillonnée au moment du maximum de luminosité, ce qui permet une bonne reconstruction de celui-ci, dans chaque bande passante.

L'analyse photométrique des images de suivi a été effectuée en ajustant sur chaque étoile (et sur la supernova) une PSF modélisée par une fonction de Moffat. Les points de mesure ont ensuite été intercalibrés à l'aide de la méthode standard décrite en 6.5. Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.16, p. 254). La table (A.15, p. 253) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

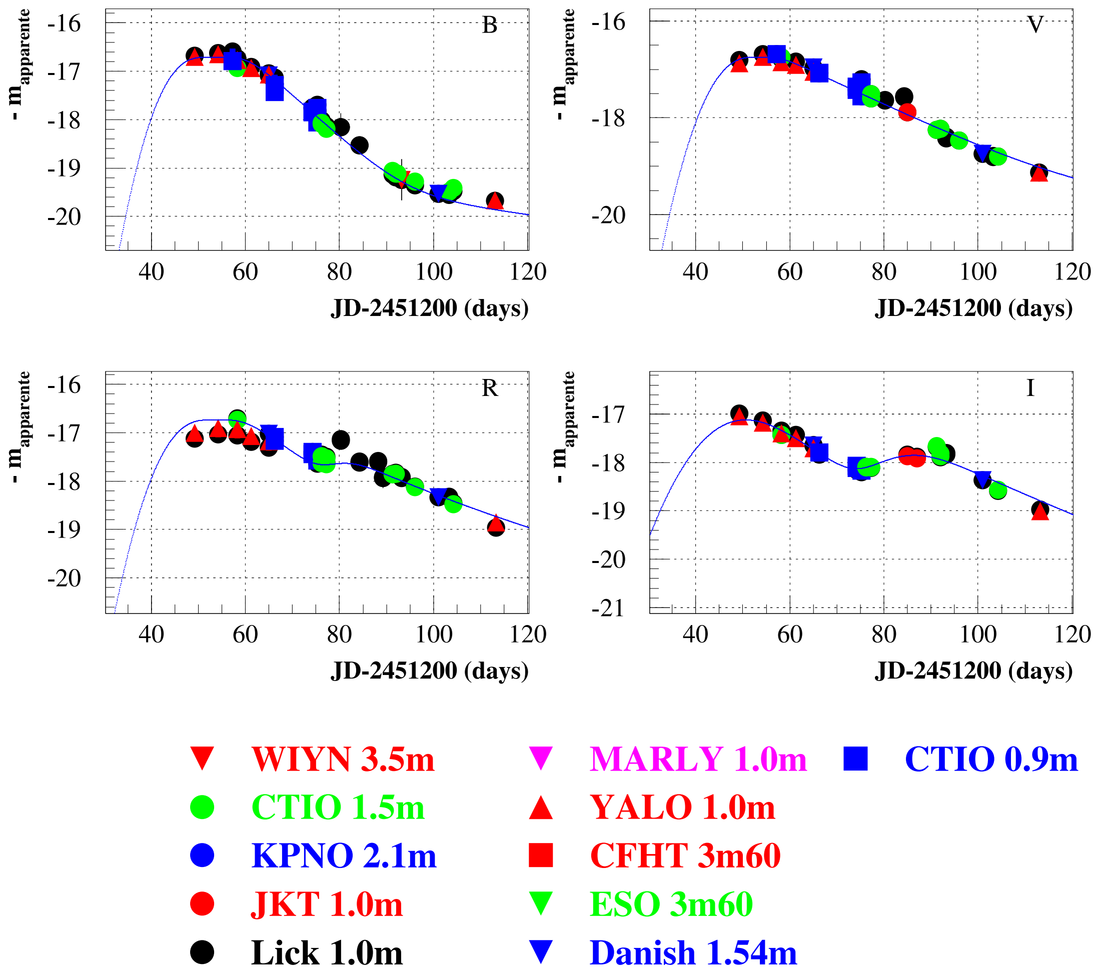


FIG. 7.10 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999aw

7.3.9 SN1999ax

Caractéristiques SN1999ax a été découverte par le *Wise Observatory Optical Transient Search* et le *Supernova Cosmology Project* (Aldering *et al.*, 1999), dans la galaxie MAPS-NGP O_440_2753331 ($z \sim 0.05$). Elle a tout d'abord été identifiée de manière erronnée comme supernova de type II, et son suivi photométrique abandonné. Une seconde inspection a permis d'établir que cette supernova était bien de type Ia. Un suivi photométrique et spectroscopique tardif a alors été entamé. Cela explique le fait que la plupart des points aient été pris près de trois semaines après le maximum de luminosité de la supernova.

La figure (A.9, p. 255) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. On constate que SN1999ax a explosé en bordure de sa galaxie hôte. Cependant, la présence d'une seconde galaxie non loin de la première rend le voisinage de la supernova assez encombré et complque l'analyse photométrique. Suivant les crières définis en section 6.4, SN1999ax a été classée comme supernova de *catégorie 2*.

Suivi photométrique SN1999ax, avec environ 10 points de mesure photométrique par bande passante a bénéficié d'un suivi photométrique de qualité moyenne. Les images sont plutôt de bonne qualité, à l'exception de la plupart de celles prises sur le télescope de 1.00 m de l'observatoire Lick. Le suivi étant tardif, la reconstruction du maximum de luminosité sera cependant entachée d'une incertitude plus importante.

L'analyse photométrique a été réalisée avec la photométrie de soustraction décrite à la section 6.4.3. Les images de référence photométrique prises sur le télescope danois de 1.45 m de diamètre ont ensuite été calibrées, et cette calibration a été propagée sur tous les points de mesure en utilisant les coefficients d'intercalibration déterminés par le processus de soustraction. Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.18, p. 256). La table (A.17, 255) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

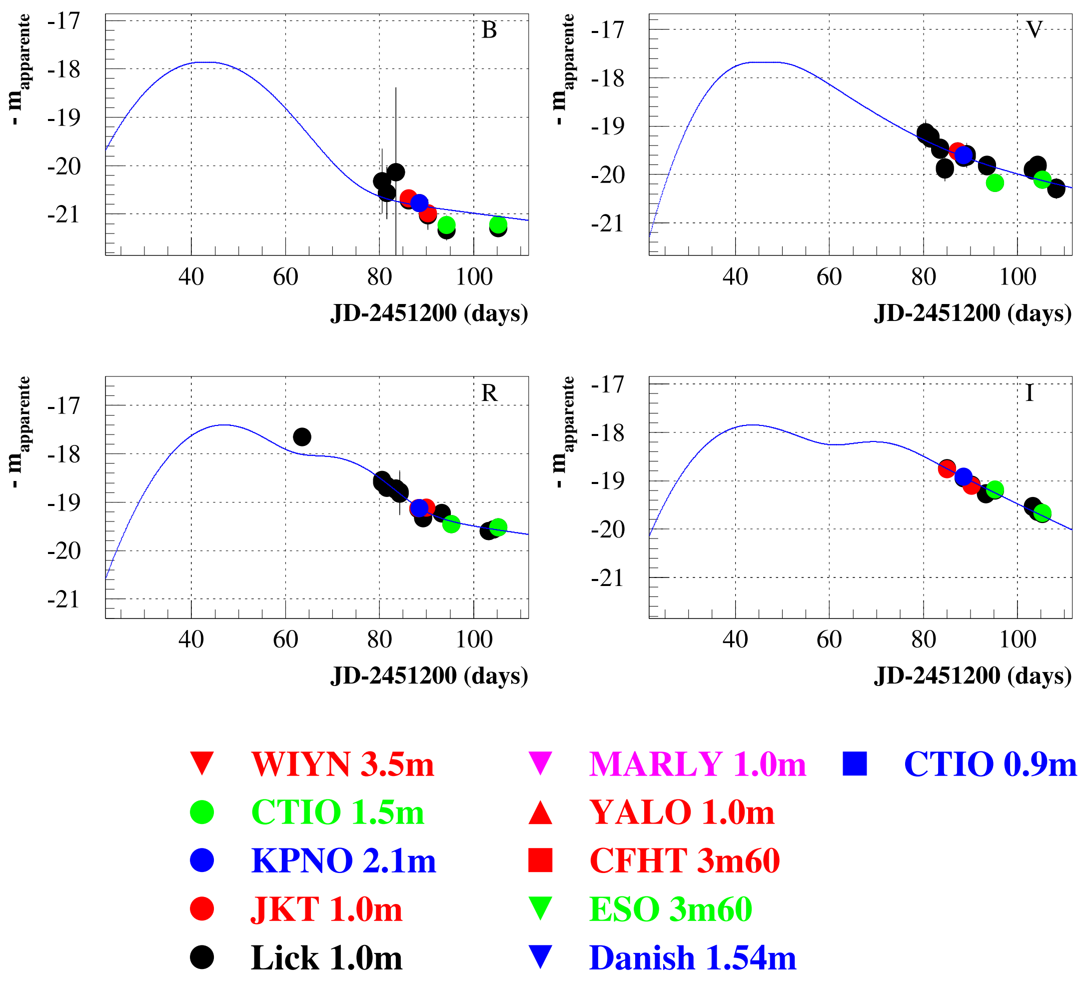


FIG. 7.11 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999ax

7.3.10 SN1999be

Caractéristiques SN1999be a été découverte par la collaboration *SpaceWatch* et le *Supernova Cosmology Project* (Nugent *et al.*, 1999), dans la galaxie CGCG 089-013 ($z = 0.0189$). Elle a été identifiée comme supernova de type Ia ne présentant pas de caractéristiques particulières. Sa détection est intervenue environ une semaine après le maximum de luminosité et son suivi photométrique a commencé immédiatement.

La figure (A.10, p. 257) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. SN1999be a explosé dans la périphérie de sa galaxie hôte, et peut en être facilement distinguée. Les variations du profil de luminosité de la galaxie hôte n'étant cependant pas négligeables à l'emplacement de la supernova, celle-ci a été classée suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 2*.

Suivi photométrique Avec environ douze points par bande passante, SN1999be a bénéficié d'un bon suivi photométrique. Les données sont de bonne qualité. L'échantillonnage est cependant concentré plus de deux semaines après maximum, ce qui rend plus délicate la reconstruction de la magnitude au maximum.

L'analyse photométrique des images a été effectué en ajustant sur chaque étoile du champ et sur la supernova une PSF modélisée par une fonction de Moffat. Les points de mesure ont ensuite été intercalibrés à l'aide de la méthode standard décrite en 6.5. Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.20, p. 258). La table (A.19, p. 257) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

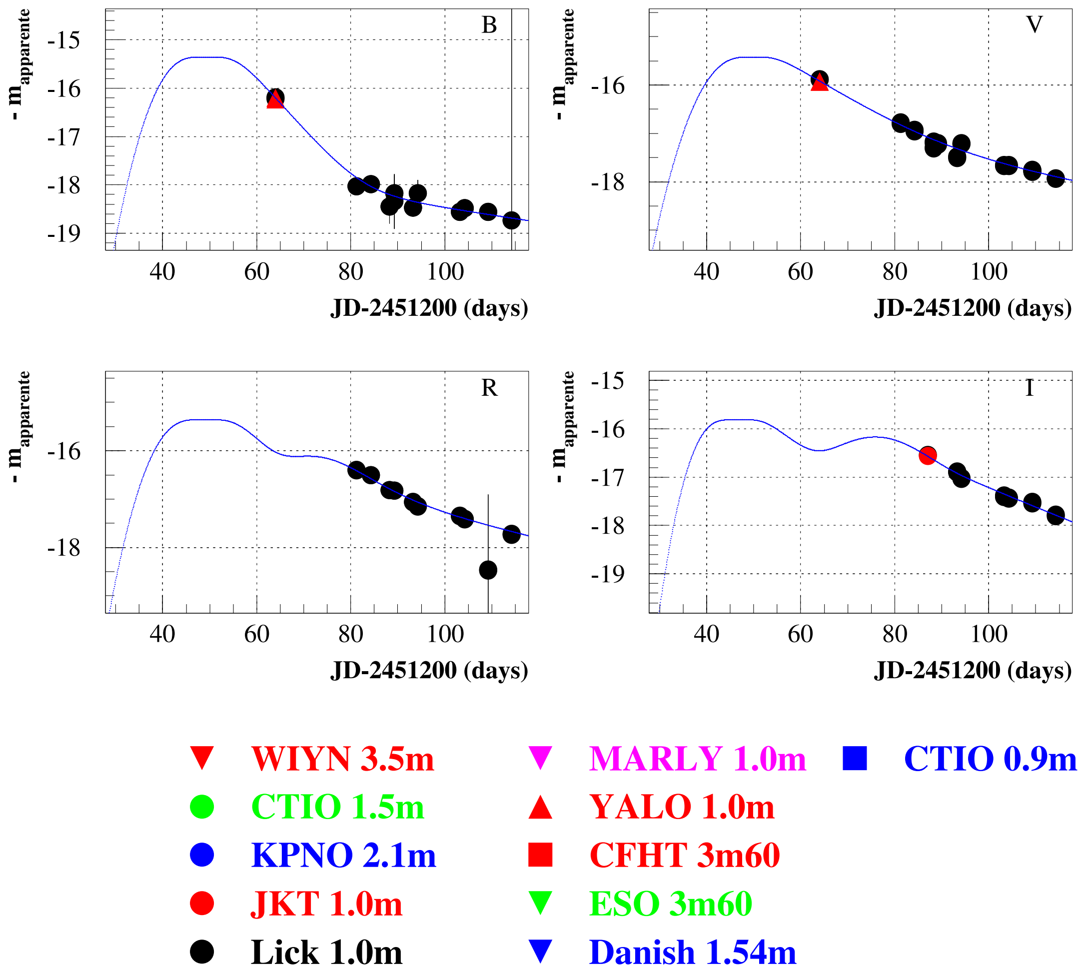


FIG. 7.12 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* `SN1999be`

7.3.11 `SN1999bi`

Caractéristiques `SN1999bi` a été découverte par la collaboration EROS2 (Kim *et al.*, 1999b), dans la galaxie `EROS J110115.76-114515.2` ($z = 0.124$). Elle a été identifiée comme supernova de type Ia, sans caractéristiques particulières. Sa détection est intervenue au moment de son maximum de luminosité et son suivi photométrique a commencé immédiatement.

La figure (A.11, p. 259) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. `SN1999bi` n'est pas distingable de sa galaxie hôte, aussi a-t-elle été classée suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 3*.

Suivi photométrique Avec moins de 10 points par bande passante, le suivi de `SN1999bi` ne peut pas être considéré comme de bonne qualité. Toutefois, la plupart des points de mesure sont concentrés au voisinage du maximum de luminosité ce qui autorise une bonne reconstruction de la magnitude au maximum, dans les bandes passantes $BVRI$.

L'analyse photométrique a été réalisée avec la photométrie de soustraction décrite à la section 6.4.3. Les images de référence photométrique prises sur le télescope danois de 1.45 m de diamètre ont ensuite été calibrées, et cette calibration a été propagée sur tous les points de mesure en utilisant les coefficients d'intercalibration déterminés par le processus de soustraction. Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.22, p. 260). La table (A.21, p. 259) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

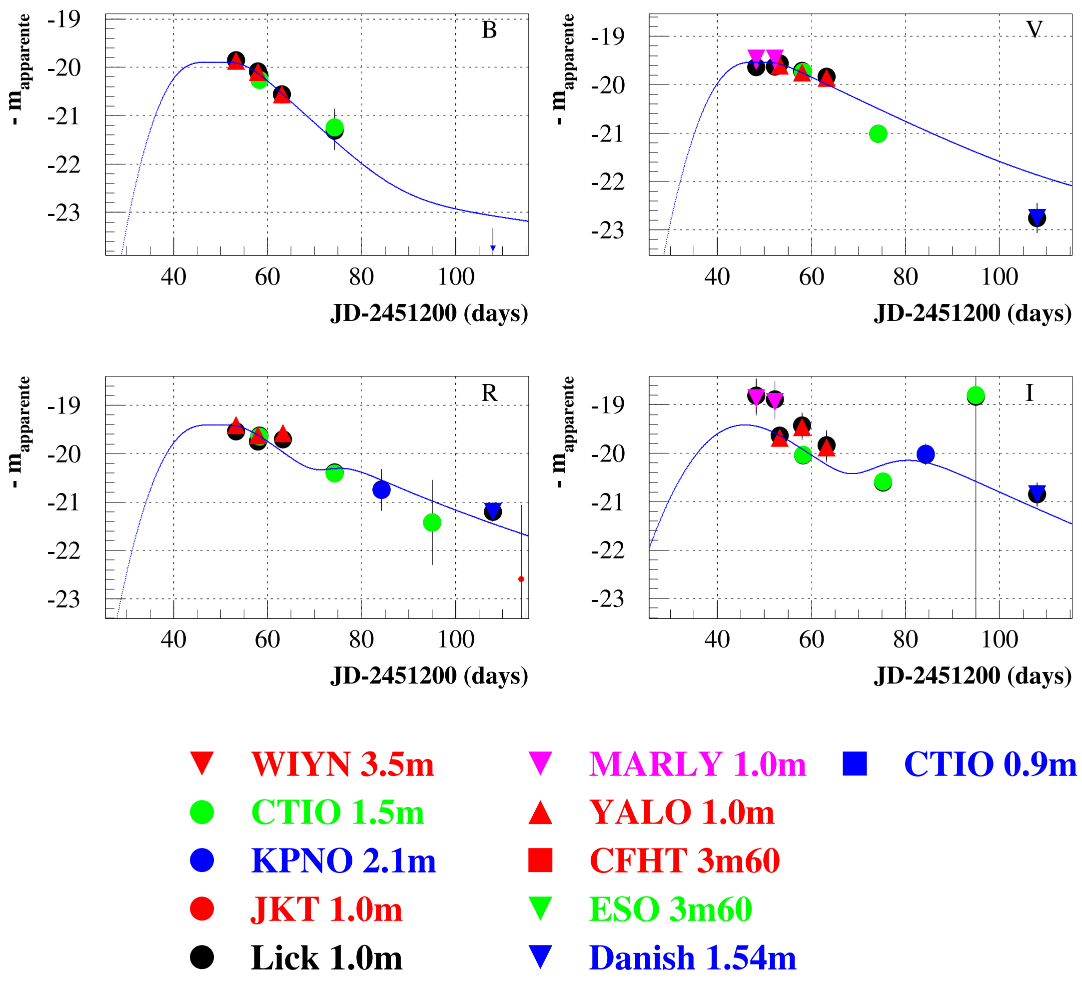


FIG. 7.13 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999bi

7.3.12 SN1999bk

Caractéristiques SN1999bk a été découverte par la collaboration EROS2 (Kim *et al.*, 1999b), dans la galaxie EROS J112852.00-121801.8 ($z = 0.096$). Elle a été identifiée comme supernova de type Ia, ne présentant pas de caractéristiques particulières. Sa découverte est intervenue un à deux jours après maximum et son suivi photométrique a commencé immédiatement.

La figure (A.12, p. 261) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. SN1999bk a explosé en périphérie de sa galaxie hôte. Le profil de luminosité de cette dernière présentant des variations non négligeables à l'emplacement de la supernova, SN1999bk a été classée suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 2*.

Suivi photométrique SN1999bk a bénéficié d'un suivi photométrique de qualité moyenne, avec une dizaine de points dans chaque bande passante. Par ailleurs, la qualité des données est elle-même assez moyenne, les temps de pose ayant été d'une manière générale sous-estimés. Nous disposons cependant dans les bandes B et V de points de mesure assez proches du maximum, ce qui autorise une bonne reconstruction de la magnitude au maximum.

L'analyse photométrique a été réalisée en ajustant simultanément sur l'ensemble supernova + galaxie un modèle du profil de luminosité de la galaxie et une PSF, modélisée à l'aide d'une fonction de Moffat, selon la méthode décrite en 6.4.2. Dans le même temps, le flux des étoiles du champ était mesuré à l'aide d'une photométrie de PSF, utilisant le même modèle que celui utilisé pour décrire la SN. Les flux ainsi mesurés ont ensuite été alignés sur ceux des standard secondaires du champ, préalablement calibrés à l'aide des observations faites sur le télescope « danois ».

Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.24, p. 262). La table (A.23, p. 261) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

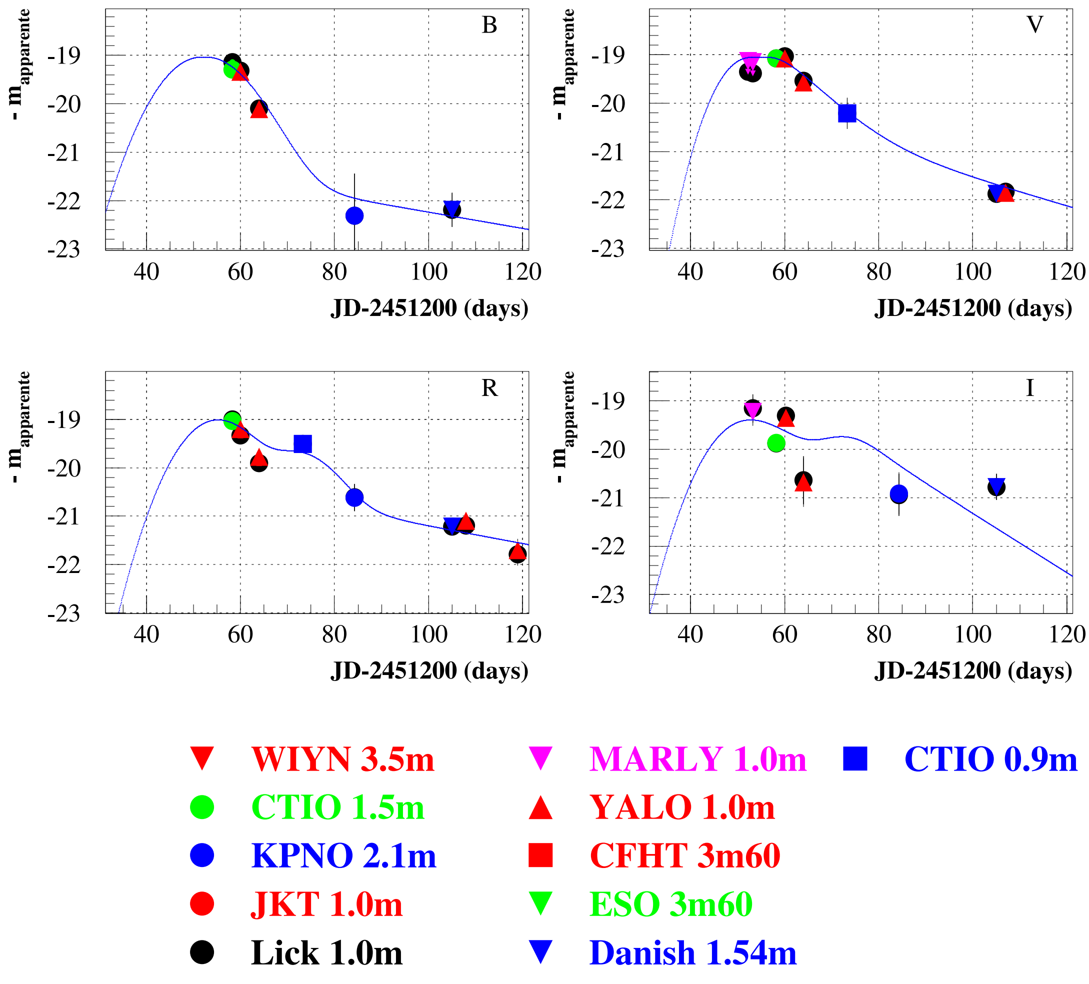


FIG. 7.14 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999bk

7.3.13 SN1999bm

Caractéristiques `SN1999bm` a été découverte par la collaboration EROS2 (Kim *et al.*, 1999b) dans la galaxie `APMUKS(BJ) B124225.40-061107.2` ($z = 0.150$). Elle a été identifiée comme supernova de type Ia, sans caractéristiques particulières. Sa détection est intervenue au moment de son maximum de luminosité et son suivi photométrique a commencé immédiatement.

La figure (A.13, p. 263) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. `SN1999bm` n'est pas distingable de sa galaxie hôte, aussi a-t-elle été classée suivant ls critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 2*.

Suivi photométrique Avec moins de 10 points par bande passante, `SN1999bm` est sans doute la moins bien suivie de toutes les SNIa du lot étudié dans cette thèse. La plupart des points ont cependant été pris au moment du maximum de luminosité de la supernova, ce qui autorise une bonne reconstruction de celui-ci dans les bandes passantes $BVRI$.

L'analyse photométrique a été réalisée en ajustant simultanément sur l'ensemble supernova + galaxie un modèle du profil de luminosité de la galaxie et une PSF, modélisée à l'aide d'une fonction de Moffat, selon la méthode décrite en 6.4.2. Dans le même temps, le flux des étoiles du champ était mesuré à l'aide d'une photométrie de PSF, utilisant le même modèle que celui utilisé pour décrire la SN. Les flux ainsi mesurés ont ensuite été alignés sur ceux des standard secondaires du champ, préalablement calibrés à l'aide des observations faites sur le télescope « danois ».

Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.26, p. 264). La table (A.25, p. 263) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

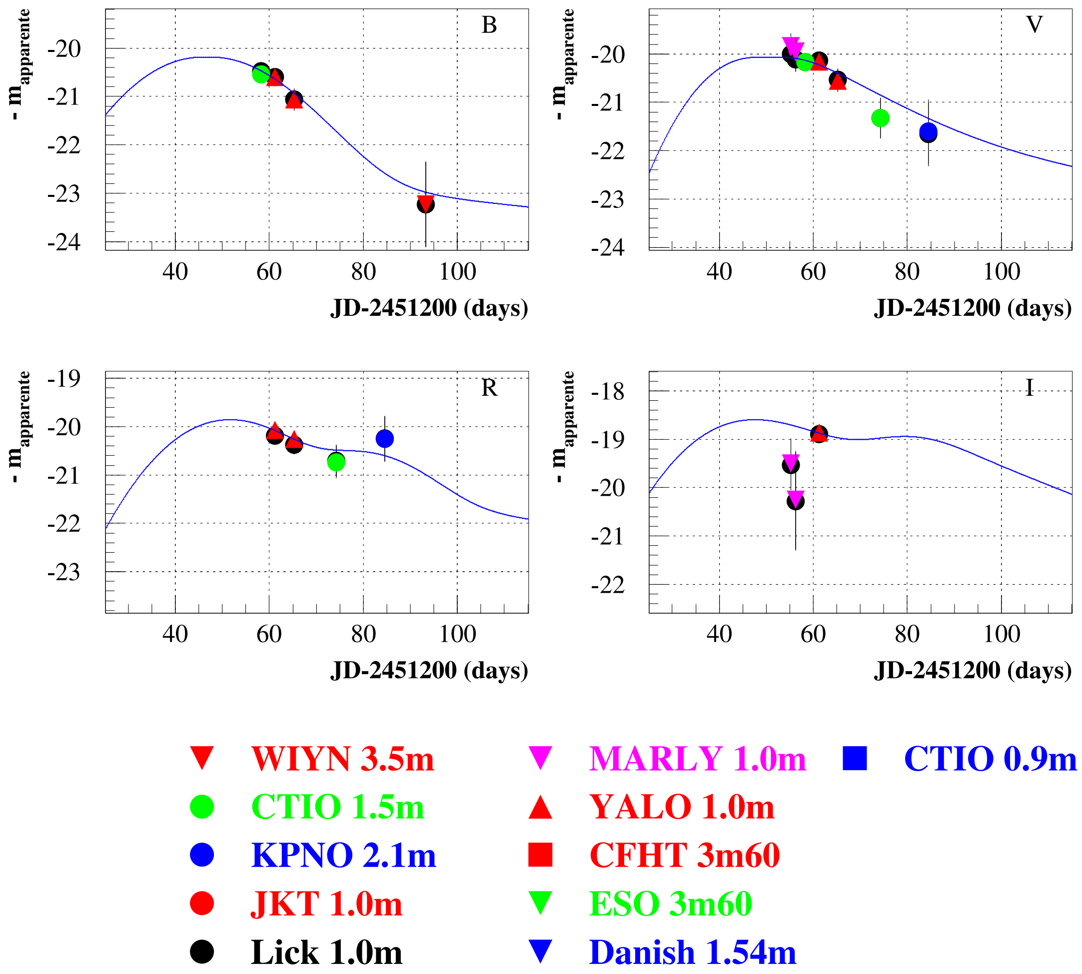


FIG. 7.15 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999bm

7.3.14 SN1999bn

Caractéristiques `SN1999bn` a été découverte par la collaboration EROS2 (Kim *et al.*, 1999b), dans la galaxie `EROS J115700.46-112638.6` ($z = 0.120$). Elle a été classée comme supernova de type Ia ne présentant pas de caractéristiques particulières. Sa détection est intervenue au moment de son maximum de luminosité et son suivi photométrique a commencé immédiatement.

La figure (A.14, p. 265) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. `SN1999bn` n'est pas distingable de sa galaxie hôte, aussi a-t-elle été classée suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 3*.

Suivi photométrique Un peu moins d'une dizaine de points ont été collectés dans chaque bande passante. La qualité du suivi est donc moyenne. Cependant, les données sont d'assez bonne qualité, et le maximum de luminosité est bien échantillonné, ce qui autorise une bonne reconstruction de la magnitude au maximum, dans les bandes passantes $BVRI$ étudiées.

L'analyse photométrique a été réalisée avec la photométrie de soustraction décrite à la section 6.4.3. Les images de référence photométrique prises sur le télescope danois de 1.45 m de diamètre ont ensuite été calibrées, et cette calibration a été propagée sur tous les points de mesure en utilisant les coefficients d'intercalibration déterminés par le processus de soustraction.

Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.28, 266). La table (A.27, 265) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

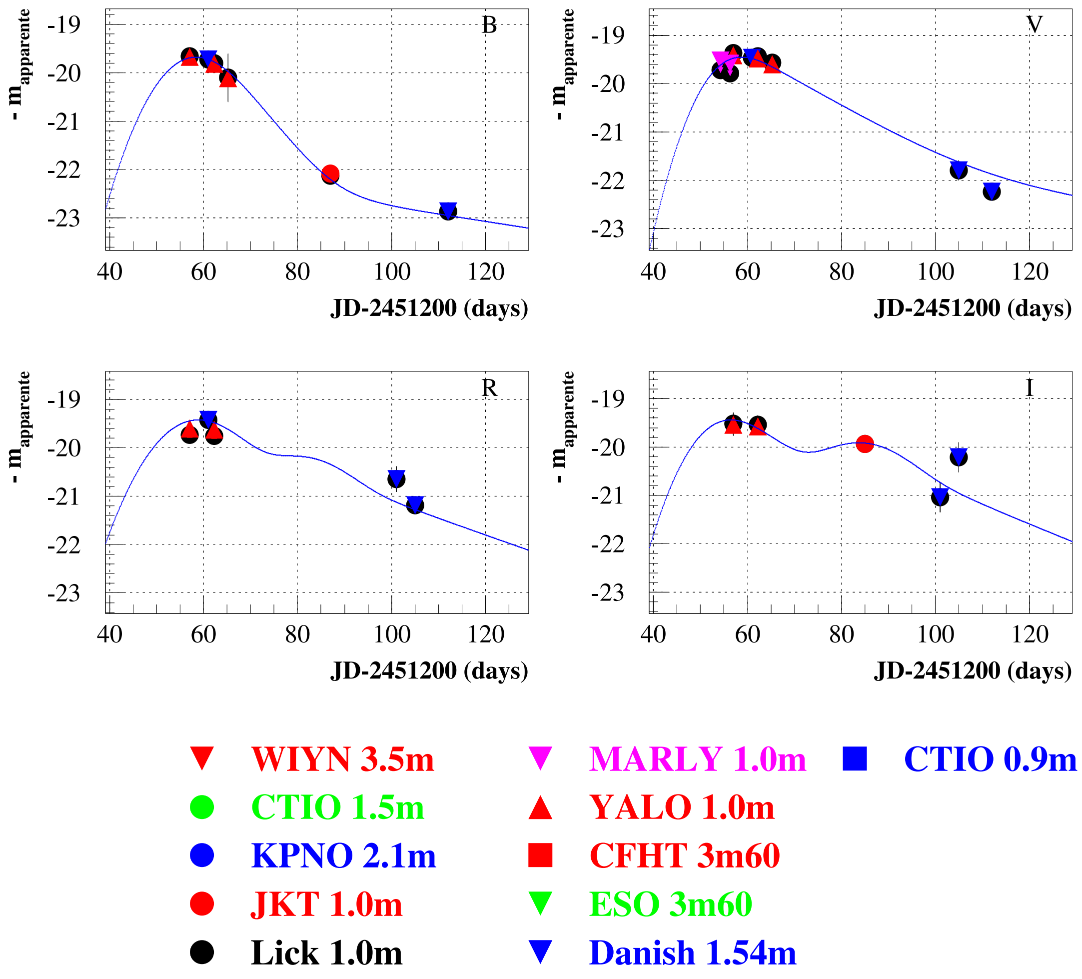


FIG. 7.16 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* `SN1999bn`

7.3.15 SN1999bp

Caractéristiques SN1999bp a été découverte par la collaboration EROS2 (Kim *et al.*, 1999b), dans la galaxie EROS J113946.24-085137.4 ($z = 0.077$). Elle a été classée comme supernova de type Ia sans caractéristiques particulières. Sa détection est intervenue une semaine environ avant son maximum de luminosité et son suivi photométrique a commencé immédiatement.

La figure (A.15, p. 267) présente une vue de la supernova et de son entourage proche. SN1999bp est aisément distingable de sa galaxie hôte. Cependant, le profil de luminosité de celle-ci présentant des variations non négligeables à l'emplacement de la supernova, cette dernière a été classée suivant les critères définis en section 6.4 comme supernova de *catégorie 2*.

Suivi photométrique Un peu plus de 10 points par bande passante ont pu être collectés pour SN1999bp. La qualité des données est bonne, et le maximum de la supernova est bien échantillonné. On peut donc considérer que SN1999bp a bénéficié d'un bon suivi photométrique.

L'analyse photométrique a été réalisée avec la photométrie de soustraction décrite à la section 6.4.3. Les images de référence photométrique prises sur le télescope danois de 1.45 m de diamètre ont ensuite été calibrées, et cette calibration a été propagée sur tous les points de mesure en utilisant les coefficients d'intercalibration déterminés par le processus de soustraction. Les magnitudes calibrées de la supernova en fonction de la date d'observation, exprimée en jours juliens (JD) sont présentées dans la table (A.30, 268). La table (A.29, p. 267) présente les magnitudes des étoiles du champ les plus brillantes, parmi celles utilisées pour l'intercalibration.

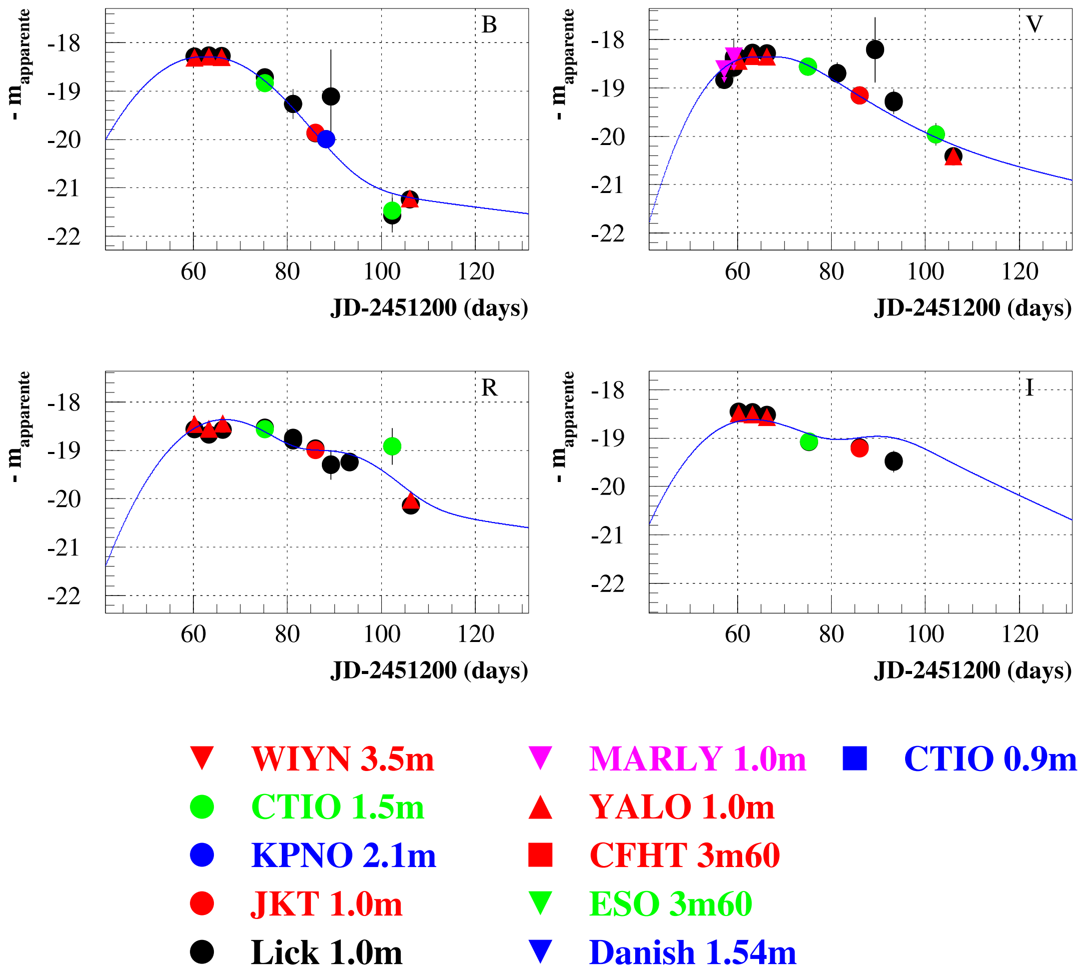


FIG. 7.17 – *Courbes de lumière BVRI de la supernova* SN1999bp

Chapitre 8

Courbes de lumière de SNIa

Dans les chapitres précédents, nous avons décrit le programme de détection d'EROS2, puis les techniques d'analyse mises en œuvre pour produire des courbes de lumière. Les résultats de ce travail ont été présentés au chapitre 7.

Il s'agit maintenant d'une part de comparer ces SNIa proches aux supernovæ publiées, et d'autre part de les utiliser pour la mesure de H_0. La majeure partie de l'analyse que nous présentons dans ce chapitre avait préalablement été mise au point en utilisant un ensemble de supernovæ dont le suivi photométrique a été publié. Ces données sont présentées dans la section 8.1. Nous présentons ensuite la technique originale mise au point pour reconstruire pour chaque supernova les deux observables fondamentales que sont sa magnitude au maximum m_{max} et $\Delta m_{15}(B)$ dans la bande passante étudiée. Nous disposerons alors de tous les éléments pour étudier les relations de standardisation présentées chapitre 2 et mesurer H_0.

8.1 Un lot de supernovae « historiques »

L'analyse que nous présentons dans ce chapitre a préalablement été mise au point sur un lot de supernovæ dont les courbes de lumière avaient été publiées au cours des années précédentes. Les supernovæ dont les données ont ainsi été collationnées proviennent essentiellement de trois sources.

1. La compilation réalisée par (Leibundgut *et al.*, 1991), qui regroupe les courbes de lumière de 75 supernovæ découvertes au cours du siècle précédent, de `SN1895B` à `SN1984I`. La qualité de ces courbes de lumière est généralement moyenne. En effet, ces supernovæ, assez anciennes, ont pour la plupart été découvertes tardivement, les moyens de détection rapide n'étant apparus que récemment. Surtout, les observations photométriques dont elles ont fait l'objet manquent généralement de précision : la précision photométrique accessible avec des CCD est meilleure que ce qui peut l'être avec des plaques photographiques utilisées auparavant. Par ailleurs, les systèmes de magnitudes standard ont évolué au cours du siècle et leur intercalibration n'est pas toujours bien maîtrisée.

   Ce lot de données est néanmoins intéressant, dans la mesure où les objets qu'il contient sont tous très proches. Pour un nombre appréciable d'entre eux, nous disposons d'une mesure de leur distance réalisée à l'aide d'un indicateur de distance secondaire (Tully-Fisher, SBF, PNLF...), voire à l'aide de céphéides (8 supernovæ).

2. Un lot de 29 SNIa proches découvertes et observées par le *Calán-Tololo Supernova Survey* (Hamuy *et al.*, 1996b). Ces supernovæ ont été découvertes entre 1990 et 1994 au moyen

d'observations réalisées avec des plaques photographiques. 17 d'entre elles ont été découvertes moins de 5 jours après maximum, ce qui permet une bonne reconstruction de leur luminosité maximale. Les observations ont été réalisées au moyen de CCDs, dans un système de magnitudes standard, et l'erreur photométrique moyenne est inférieure à 5% : $\delta m \sim 0.05$. La plupart de ces découvertes sont situées dans le flot de Hubble (décalage spectral moyen 0.05). Ce lot d'objets est donc approprié pour la mesure de H_0 (Hamuy *et al.*, 1996a; Hamuy *et al.*, 1996c) et pour l'étude des propriétés des courbes de lumière des supernovæ proches. Il a en outre été utilisé par le *Supernova Cosmology Project* et le *High-z supernova Search* pour la mesure de $(\Omega_{m_0}, \Omega_{\Lambda_0})$.

3. Un lot de 22 SNIa étudiées par (Riess *et al.*, 1999). La plupart de ces objets sont situés dans le flot de Hubble (décalages spectraux compris entre $z \sim 0.08$ et $z \sim 0.1$). 11 d'entre eux ont été découvertes avant maximum, ce qui permet de bien contraindre leur luminosité au pic. Les données photométriques ont été collectées à l'aide de CCDs, dans les bandes standard $BVRI$ (Johnson/Cousins) sont de bonne qualité : là encore, l'erreur photométrique moyenne est de l'ordre de 5%.

Aux 122 SNIa provenant de ces trois sources, s'ajoutent des objets auxquels des articles particuliers ont été consacrés. C'est surtout le cas des supernovæ dites « particulières » telles que les SNIa sous-lumineuses à variations rapides `SN1986G` (Phillips *et al.*, 1987), la SNIa sur-lumineuse `SN1991T` (Lira *et al.*, 1998) ou les SNIa sous-lumineuses et très atypiques `SN1991bg` (Leibundgut *et al.*, 1993; Turatto *et al.*, 1996), `SN1992K` (Hamuy *et al.*, 1994a) et `1997cn` (Turatto *et al.*, 1998). Ces objets ont généralement fait l'objet d'observations photométriques et spectroscopiques de très bonne qualité. Par ailleurs, des SNIa « non particulières », mais proches et découvertes longtemps avant maximum ont été très bien suivies, et ont donc fait l'objet d'articles particuliers. Citons notamment `SN1990N` (Lira *et al.*, 1998), `SN1994D` (Richmond *et al.*, 1995; Patat *et al.*, 1996), `SN1997br` (Li *et al.*, 1999) ou encore `SN1998bu` (Suntzeff *et al.*, 1999; Jha *et al.*, 1999).

Douze supernovæ joueront un rôle important dans la suite de ce chapitre. La qualité de leur suivi photométrique permet en effet de modéliser l'évolution de leur luminosité dans plusieurs bandes spectrales ($BVRI$ principalement) et ainsi de construire des courbes de lumière « de référence », auxquelles on pourra comparer les supernovæ moins bien étudiées. Nous détaillerons cette approche dans la section 8.2. Auparavant, nous allons décrire plus en détail la mise en forme de ce lot de données.

Magnitudes photographiques Les données récentes, exprimées dans des bandes photométriques standard, ne demandent aucun traitement particulier. En revanche, les supernovæ découvertes avant 1980 ont souvent fait l'objet d'un suivi effectué au moyen de plaques photographiques. Les magnitudes photographiques ainsi déterminées sont exprimées dans un système dont l'intercalibration avec le système Johnson/Cousins est mal maîtrisée. Deux bandes passantes sont généralement utilisées : la bande «*pg*», de longueur d'onde équivalente $\overline{\lambda}_{pg} \sim 400$ nm, assimilable à la bande B standard et la bande «*pv*», de longueur d'onde équivalente $\overline{\lambda}_{pv} \sim 600$ nm, plus proche de la bande V. Pour exprimer ces magnitudes photographiques dans un système standard, nous avons adopté les relations proposées par (Pierce & Jacoby, 1995) :

$$\begin{cases} m_{pg} - B &= (+0.209 \pm 0.009) \times (B - V) - 0.279 \pm 0.005 \\ m_{pv} - V &= (-0.243 \pm 0.006) \times (B - V) + 0.155 \pm 0.004 \end{cases} \tag{8.1}$$

En pratique cependant, ces relations ne sont pas directement applicables, dans la mesure où la couleur $B - V$ d'une supernova varie avec le temps. On adopte donc une technique itérative. Dans un premier temps, le terme de couleur est négligé. On ajuste ensuite un modèle de courbe de lumière sur les points ainsi corrigés. Il est alors possible de reconstruire l'évolution de la couleur de la supernova $(B-V)(t)$, à partir de laquelle on calcule les corrections dues au terme de couleur. Le processus est alors itéré jusqu'à ce que les points corrigés ne varient plus de façon significative.

Modules de distance Lorsque la galaxie hôte de chaque supernova est suffisamment proche ($z < 0.01$), une mesure de son module de distance est parfois disponible. Cette mesure est généralement être réalisée au moyen de l'un des indicateurs de distance secondaire présentés au chapitre 2 : relation de *Tully-Fisher* (TF)[1], Fluctuations de brillance de surface (SBF)[2], ou encore, la fonction de luminosité des nébuleuses planétaires (PNLF)[3].

Exceptionnellement, une mesure du module de distance de la galaxie hôte avec des céphéides est disponible. C'est le cas de 13 supernovæ particulièrement proches. Ces mesures sont essentiellement dues au *Hubble H_0 Key Project* (Ferrarese *et al.*, 2000), ainsi qu'à (Parodi *et al.*, 1999). Enfin (Tripp & Branch, 1999) indiquent des valeurs de μ_{ceph} pour `SN1986G` et `SN1991T`.

Nous examinerons en détail l'intercalibration de ces indicateurs de distances à la section 8.3.1.

Vitesses de récession La dernière information indispensable à l'analyse que nous désirons entreprendre est une détermination de la vitesse de récession de chaque supernova. Le catalogue *Leda*[4] est une base de données extragalactiques regroupant ces informations.

Il faut noter que les vitesses de récession mesurées directement dans le référentiel héliocentrique sont légèrement biaisées. En effet, notre voisinage est lui-même affecté d'une vitesse particulière par rapport au référentiel comobile. Les vitesses de récession retenues sont donc exprimées dans le référentiel du CMB, *i.e.* corrigée du mouvement d'ensemble du système solaire par rapport au rayonnement de fond cosmologique.

La table (B.1) en annexe présente l'ensemble des supernovæ du lot que nous avons ainsi collecté. On y présente, pour chaque supernova, le nombre de mesures photométriques, ainsi que les informations relatives à sa galaxie hôte que nous avons pu collecter : type, module de distance déterminé à l'aide de céphéides ou d'un indicateur de distance secondaire, et enfin, vitesse de récession corrigée du mouvement du système solaire par rapport au rayonnement de fond cosmologique. Les 13 supernovæ pour lesquelles on dispose d'une détermination du module de distance μ_{ceph} figurent en caractères gras. Les supernovæ provenant du *Calán-Tololo Supernova Survey* sont marquées du signe (†), tandis que celles publiées par (Riess *et al.*, 1999) sont repérées par (‡).

8.2 Reconstruction de M_{max} et Δm_{15}

L'échantillonnage des courbes de lumière des supernovae est généralement trop faible pour que l'on puisse directement en déduire les observables fondamentales que sont la magnitude maximale et le taux de décroissance. On ajuste donc sur les points expérimentaux un modèle décrivant l'évolution de la luminosité des SNIa dans les différentes bandes spectrales.

[1] Les mesures de μ_{TF} proviennent des références suivantes : (1) (Giovanelli *et al.*, 1997), (2) (Mathewson & Ford, 1996), (3) (Sakai *et al.*, 2000), (4) (Bottinelli *et al.*, 1985), (5) (Bottinelli *et al.*, 1986), (7) (Federspiel *et al.*, 1998).

[2] Les mesures de μ_{SBF} proviennent des références (1) (Ferrarese *et al.*, 2000), (2) (Neistein *et al.*, 1999)

[3] Les mesures de μ_{PNLF} proviennent des références (1) (Ciardullo *et al.*, 1998), (2) (Ferrarese *et al.*, 2000)

[4] `http ://www-obs.univ-lyon1.fr/leda/home_leda.html`

Plusieurs manières de construire un tel modèle ont été proposées (Riess *et al.*, 1996; Vacca & Leibundgut, 1996; Contardo *et al.*, 2000). Une première possibilité consiste à faire appel aux prédictions d'évolution de la luminosité des modèles théoriques (Khokhlov *et al.*, 1993). Cependant, la physique des SNIa n'étant pas encore bien comprise, cette solution n'est pas satisfaisante. Une autre méthode (Leibundgut, 1988), couramment utilisée, consiste à moyenner les points de mesure photométrique de plusieurs supernovæ bien mesurées, ramenées à la même magnitude maximale et au même taux de décroissance. Cette approche est intéressante dans la mesure où elle est purement empirique. En revanche, elle revient à supposer que les courbes de lumière des SNIa que l'on veut combiner sont parfaitement superposables à un facteur d'étirement près. Cela est faux pour les bandes R et I, et reste encore à montrer pour les bandes UB et V. Elle nécessite enfin de disposer d'un lot important, de supernovæ proches, bien échantillonnées dans plusieurs bandes spectrales ($UBVRI$). Un tel ensemble de données n'est pas encore disponible, surtout en ce qui concerne les supernovæ particulières.

Nous avons opté pour une approche intermédiaire qui consiste à ajuster sur les supernovæ connues les mieux observées, un modèle analytique d'évolution de luminosité. On construit ainsi une bibliothèque de modèles de courbes de lumière, qui peuvent ensuite être ajustées sur des données moins bien échantillonnées. On sélectionne finalement les paramètres du meilleur ajustement. L'intérêt d'une telle méthode est qu'elle évite de moyenner plusieurs courbes expérimentales, et préserve ainsi l'information associée à chaque supernova.

8.2.1 Un modèle semi-analytique de courbe de lumière

Nous avons vu au chapitre 2 que l'évolution de la luminosité des supernovæ présente de légères différences d'une bande spectrale à l'autre. Nous proposons ici deux fonctions analytiques qui décrivent les courbes de lumières des SNIa dans les bandes UBV (bleues) et dans les bandes RI respectivement.

***Bandes** UBV* Dans ces bandes spectrales, les courbes de lumière des SNIa présentent qualitativement le même aspect. Le maximum de luminosité est atteint en moins de deux semaines, puis la luminosité se stabilise durant quelques jours, avant de décroître exponentiellement à un taux de 0.1 mag jour^{-1}. Au bout d'un mois environ, un changement de régime intervient. La décroissance est toujours exponentielle, mais le taux passe à 0.025 mag jour^{-1}. Une telle évolution peut être décrite par une fonction de la forme :

$$L_1(t) \;\propto\; \mathrm{erfc}\left(\frac{t-T_0}{\tau_1}\right) \times \left[\exp\left(-\frac{t-T_0}{\tau_2}\right) + \alpha\;\exp\left(-\frac{t-T_0}{\tau_3}\right)\right] \tag{8.2}$$

T_0 est l'instant du maximum de luminosité de la supernova. τ_1, décrit le temps de monté de la supernova, tandis que τ_2 et τ_3 correspondent aux temps de première et seconde décroissance respectivement. Enfin, α décrit le moment où la décroissance de luminosité ralentit. A ces cinq paramètres s'en ajoute un sixième : la luminosité au maximum L_m, qui intervient ici comme un facteur multiplicatif : $L(t) = L_m \times L_1(t\;;\;T_0, \tau_1, \tau_2, \tau_3, \alpha)$.

En pratique l'utilisation directe de la fonction L_1 est délicate. En particulier, la date $t_{max}^{L_1}$ et la valeur $L_{1_{max}}$ de son maximum dépendent fortement de la valeur des paramètres τ_1 et τ_2. Nous utiliserons préférentiellement la fonction $\tilde{L}_1$, corrigée de telle façon que $\tilde{L}_{1_{max}} = \tilde{L}_1(0) = 1$.

$$\tilde{L}_1(t) = \frac{L_1(t - t_{max}^{L_1})}{L_{1_{max}}} \tag{8.3}$$

Enfin, il faut signaler que pour plusieurs supernovæ la courbe de lumière présente un « plateau » aux alentours du maximum. On utilise donc finalement la fonction :

$$\mathcal{L}_{UBV} = L_m \times \tilde{L_1}(u(t); L_m, T_0, \Delta t, \tau_1, \tau_2, \tau_3, \alpha) \ , \tag{8.4}$$

où nous avons défini : $u(t) = t + \arctan\left(\frac{t}{\tau_{pla}}\right)$

La fonction finalement adoptée dépend de 7 paramètres. Elle possède suffisamment de degrés de liberté pour décrire n'importe quelle courbe de lumière de SNIa dans les bandes UBV. Par contre, elle ne peut être ajustée que sur des courbes de lumière régulièrement échantillonnées.

***Bandes** R **et** I* Les courbes de lumière des SNIa dans ces bandes se caractérisent par la présence d'un point d'inflexion (en R) ou d'un maximum secondaire (en I) environ trente jours après maximum. Ces structures sont plus ou moins marquées selon les supernovæ. En particulier, deux supernovæ dites « normales » peuvent présenter des maxima secondaires différents en temps et en intensité.

Nous avons choisi de décrire l'évolution en R et en I au moyen d'une fonction aussi proche que possible de la fonction $L_1(t)$ utilisée précédemment. Le maximum de luminosité est décrit en utilisant la fonction annexe :

$$L_0(t) \ \propto \ \mathrm{erfc}\left(\frac{t - T_0}{\tau_1}\right) \times \left[\ \exp\left(-\frac{t - T_0}{\tau_2}\right)\right] \tag{8.5}$$

à partir de laquelle nous construisons le modèle de courbe de lumière suivant :

$$L_2(t) = L_{max} \times (L_0(t - T_0; \tau_1, \tau_2) + \alpha \times L_1(t - T_1; \tau_3, \tau_4, \tau_5)) \tag{8.6}$$

T_0 et T_1 désignent les dates de premier et second maximum respectivement. τ_1 et τ_2 décrivent le temps de montée et le temps de première décroissance ; τ_3, le temps de seconde montée, et enfin, τ_4 et τ_5, caractérisent enfin les dernières décroissances, de manière analogue à ce qui est observé en UB et V.

De même que précédemment, on corrige L_2 de manière à ce que son maximum survienne en T_0 exactement, et soit égal à L_m, ce qui permet de supprimer les corrélations entre T_0, L_m, τ_1 et τ_2 lors des ajustements, et rend ainsi l'utilisation de la fonction moins délicate. Enfin, on modifie la fonction de la même manière, de manière à ce qu'elle puisse décrire un plateau au maximum. On adopte finalement la fonction à 11 paramètres suivante :

$$\mathcal{L}_{RI} = L_m \times \begin{cases} \tilde{L}_2(t) & t < T_0 - \frac{\Delta t}{2} \\ 1 & T_0 - \frac{\Delta t}{2} < t < T_0 + \frac{\Delta t}{2} \\ \tilde{L}_2(t) & t > T_0 + \frac{\Delta t}{2} \end{cases} \tag{8.7}$$

8.2.2 Constitution d'un jeu de courbes « patrons »

Les fonctions $\mathcal{L}_{UBV}$ et $\mathcal{L}_{RI}$ possèdent suffisamment de degrés de liberté pour pouvoir être ajustées sur n'importe quelle courbe de lumière de SNIa dans les bandes passantes appropriées. En revanche, leur grand nombre de paramètres fait qu'elles ne peuvent être ajustées que sur des supernovæ régulièrement échantillonnées. On adopte donc l'approche suivante :

SN	B	V	R	I	z	Commentaire
SN1991T	51	64	56	65	0.007	surlumineuse, décr. lente
SN1991bg	87	92	60	43	0.004	sous-lumineuse, très atypique
SN1992A	43	45	40	42	0.006	
SN1992bc	42	40	38	31	0.020	
SN1994D	85	101	101	90	0.003	
SN1994ae	29	29	27	26	0.005	
SN1995D	34	69	64	63	0.008	
SN1995ac	22	22	21	21	0.050	
SN1995al	23	23	23	23	0.006	
SN1995bd	20	20	19	19	0.015	
SN1996X	18	18	18	17	0.008	
SN1998bu	96	109	99	107	0.004	

TAB. 8.1 – *Supernovæ sélectionnées comme références photométriques. Toutes sont proches, bien échantillonnées, y compris avant maximum, dans les bandes passantes $BVRI$. La plupart d'entre elles sont « normales ». L'évolution de la luminosité de supernovæ « particulières » a cependant aussi été modélisée. Rappelons ainsi que* `SN1991T` *est rangée parmis les SNIa surlumineuses à décroissance lente.* `SN1991bg` *est une SNIa très atypique sous-lumineuse, à décroissance très rapide, et ne présentant pas de maximum secondaire dans les bandes R et I.*

Sélection de SNIa de référence Les supernovæ les mieux échantillonnées dans les bandes passantes $BVRI$ sont tout d'abord sélectionnées, afin de servir de référence. Ces SNIa doivent avoir été observées, dans chaque bande passante au moins 5 jours avant leur maximum. 12 SNIa ont été ainsi sélectionnées. Elles sont présentées table (8.1). Ce sont pour la plupart des SNIa non-particulières. Certaines cependant correspondent à des supernovæ particulières. Ainsi, `SN1991bg` a-t-elle été abondamment suivie (Filippenko *et al.*, 1992; Leibundgut *et al.*, 1993). Il en est de même de `SN1991T`. En revanche, aucune des SNIa sous-lumineuses à décroissance rapide du type de `SN1986G` n'est suffisamment bien suivie pour pouvoir faire office de référence.

Constitution d'une bibliothèque de courbes de lumière « patrons » Les fonctions $\mathcal{L}_{UBV}(t)$ et $\mathcal{L}_{RI}(t)$ présentées section 8.2.1 sont ensuite ajustées, dans chaque bande spectrale, sur les courbes de lumière sélectionnées à l'étape précédente. La table (8.2) indique pour chaque supernova de référence, le résultat de l'ajustement du modèle analytique complet (7 paramètres dans les bandes B et V et 11 paramètres dans les bandes R et I.). Les figures (8.1), (8.2) et (8.3) présentent les résultats de l'ajustement réalisé sur les supernovæ `SN1994ae`, `SN1995D` et `SN1991bg` respectivement. Ces trois exemples sont assez représentatifs des différents cas de figure qui peuvent intervenir.

La qualité des modèles ainsi construits est bien sûr tributaire de celle des données photométriques sur lesquelles l'ajustement est réalisé. Ainsi, la courbe présentée figure (8.1) peut être considérée comme un bon modèle : l'échantillonnage est régulier et a débuté au moins 15 jours avant maximum, si bien que tous les paramètres de l'ajustement sont bien contraints. Le patron construit à partir de `SN1995D` (figure (8.2)) par contre, est moins fiable. Le temps de monté n'est pas bien contraint faute de mesures photométriques réalisées suffisamment longtemps avant maximum. La situation est analogue pour `SN1991bg`.

La figure (8.4) présente l'ensemble des « patrons » ainsi déterminés, dans les bandes pas-

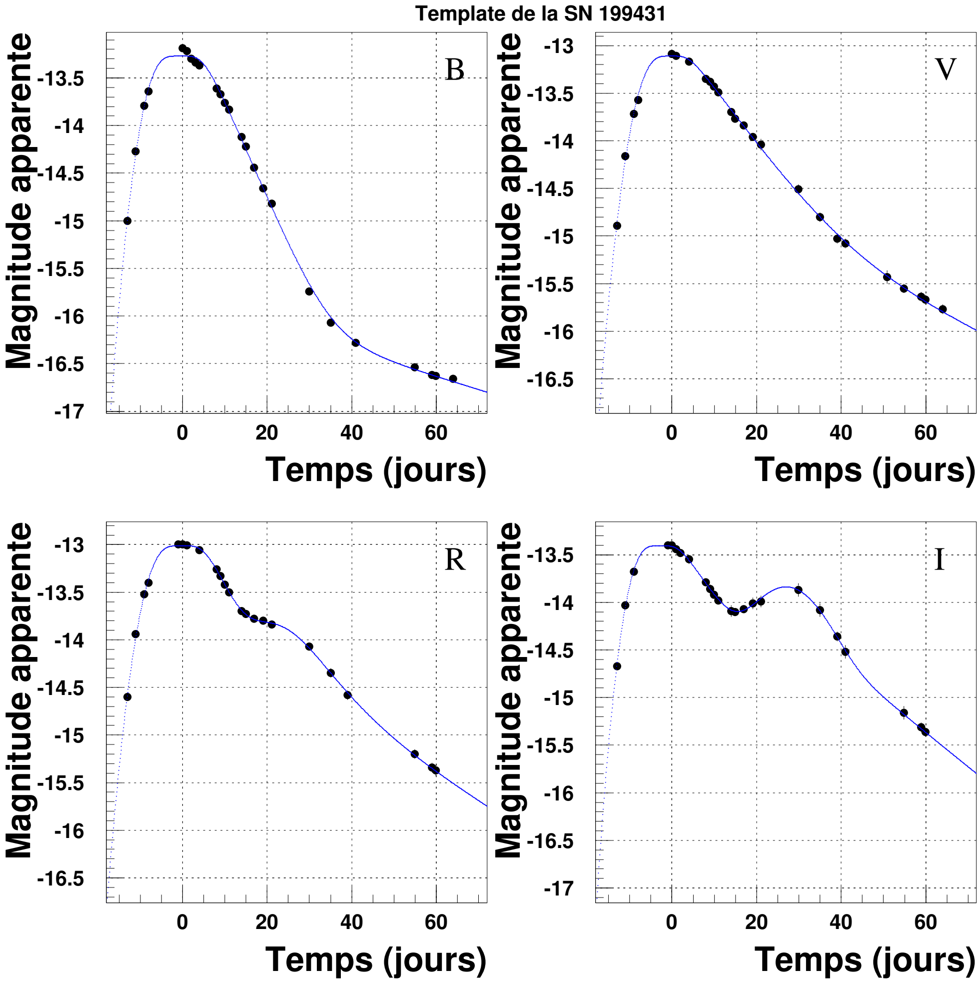


FIG. 8.1 – *Courbes de lumière de la supernova de référence* `1994AE`*. Les points photométriques proviennent de (Riess* et al.*, 1999). L'échantillonnage est régulier, et surtout a commencé environ deux semaines avant maximum, ce qui est aujourd'hui encore exceptionnel. Le temps de montée* τ_1 *est ainsi bien contraint.*

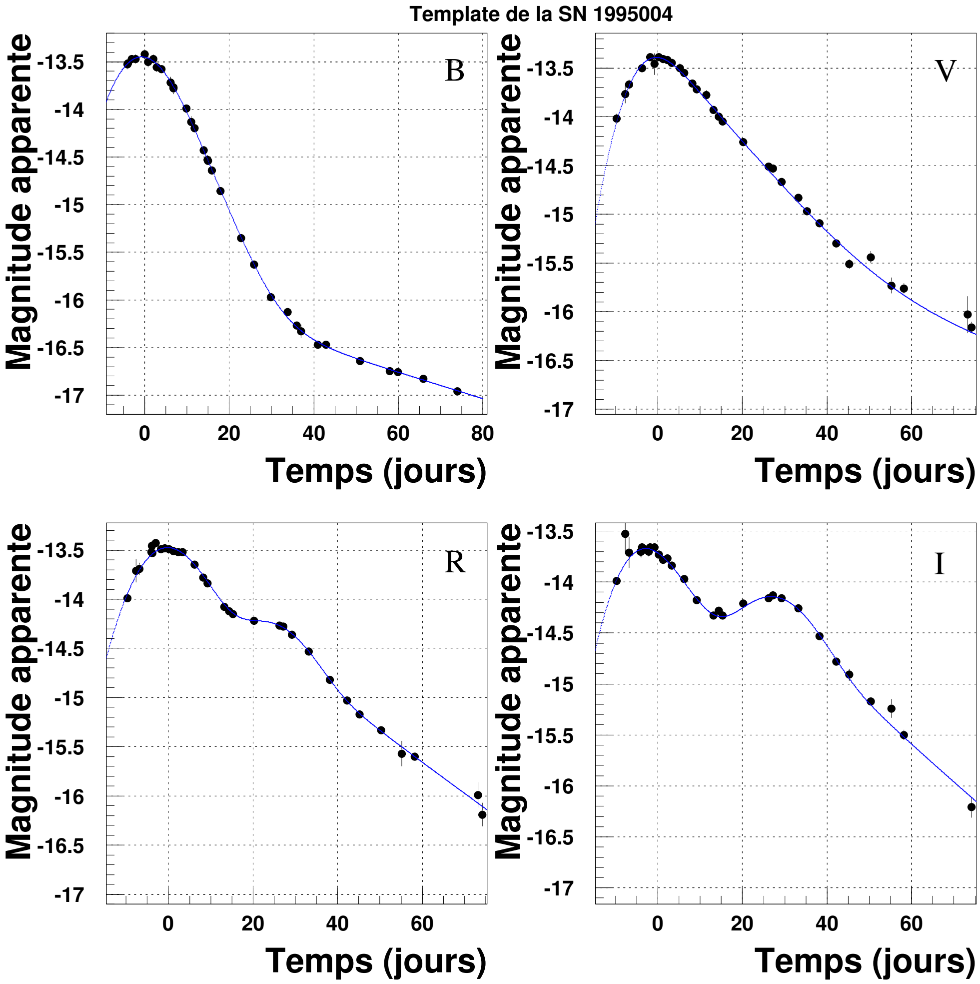


FIG. 8.2 – *Courbes de lumière de la supernova de référence* 1995D*. Les points photométriques proviennent de (Sadakane* et al.*, 1996) et (Riess* et al.*, 1999). Noter que le suivi de cette supernova est un peu plus tardif. Le temps de monté, τ_1 est donc moins bien contraint.*

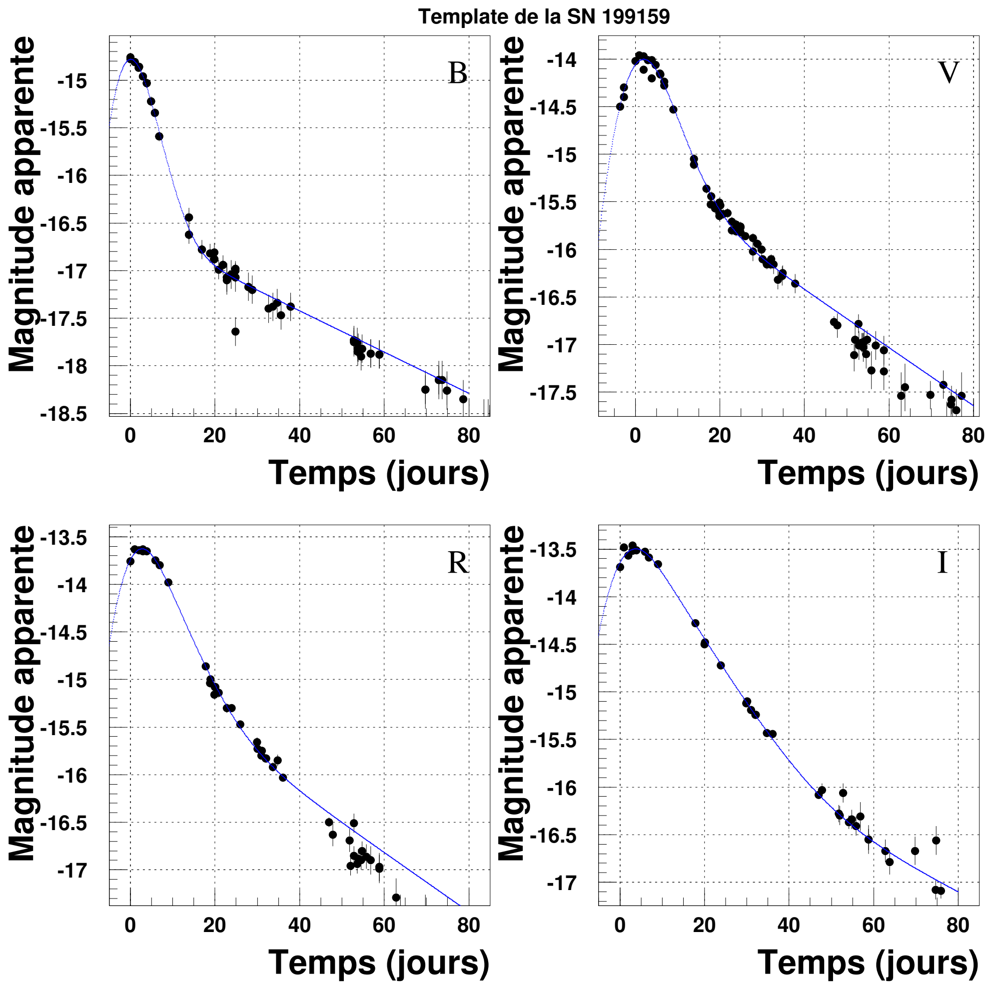


FIG. 8.3 – *Courbes de lumière de la supernova « particulière »* `1991BG`. *Les points photométriques proviennent de (Filippenko* et al., *1992) et (Leibundgut* et al., *1993). Cette supernova, très sous-lumineuse, à décroissance rapide ne présente pas de maximum secondaire dans les bandes rouge et infrarouge R et I. On utilise donc dans les quatres bande spectrales BVRI la seule fonction $\mathcal{L}_{UBV}(t)$ présentée section 8.2.1. Noter que le suivi photométrique est de moins bonne qualité que celui des deux SNIa de référence présentées précédemment, cette SN étant un peu moins lumineuse.*

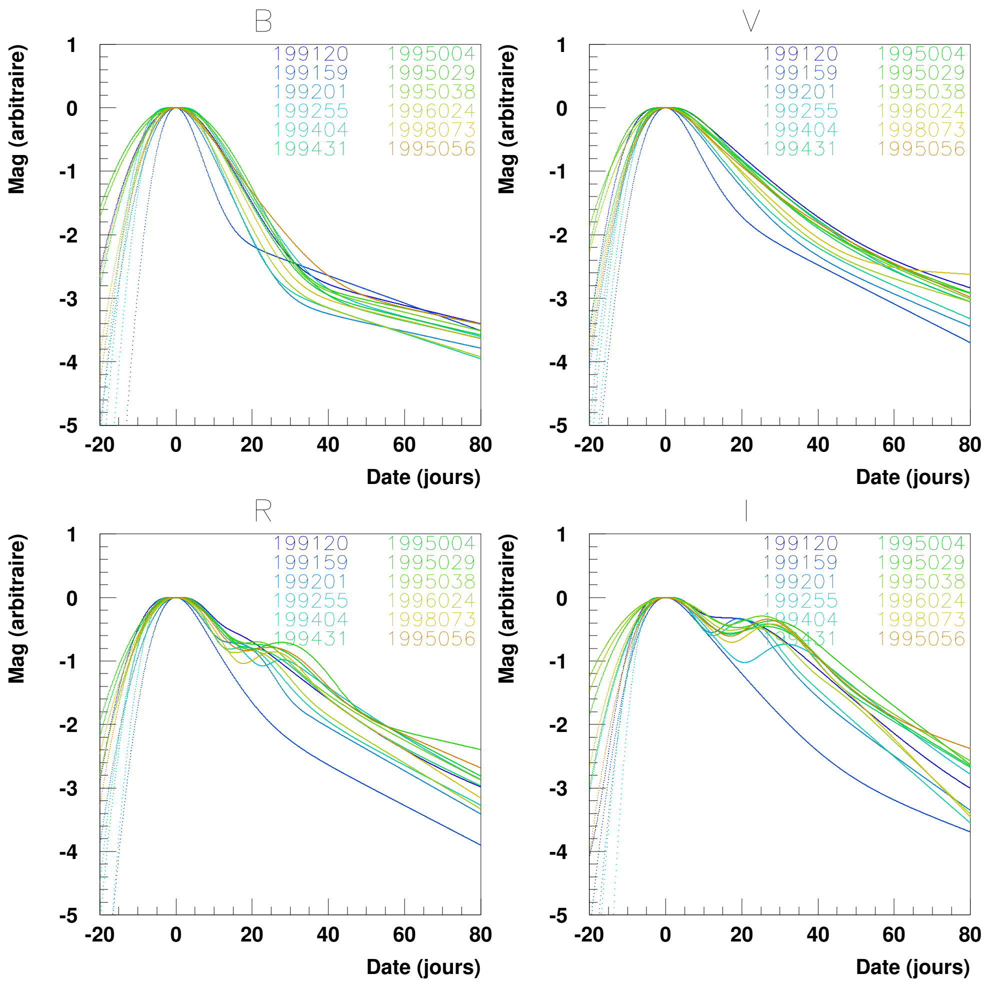


FIG. 8.4 – *Modèles des courbes de lumière des SNIa prises comme référence, dans les bandes BVRI. Ces modèles ont été construits en ajustant sur les points des SNIa sélectionnées, les fonctions $\mathcal{L}_{UBV}(t)$ et $\mathcal{L}_{RI}(t)$ présentées dans la section 8.2.1. Les courbes ainsi construites ont été ramenées au même maximum. Les courbes de lumière les plus atypiques dans chaque bande passante, correspondent à la supernovae particulière* `SN1991bg`. *On constate que les références sélectionnées couvrent une large gamme de temps de montée et de taux de décroissance. Notons cependant l'uniformité de la forme des courbes de lumière, d'autant plus importante que la longueur d'onde est faible.*

SN	Filtre	T_0	T_1	Δt	τ_1	τ_2	τ_3	τ_4	τ_5	α	β
1991T	B	−3.8141	—	0.0000	0.1272	0.2741	0.0393	—	—	$4.837e-03$	—
	V	−3.0963	—	2.6651	0.2036	0.1376	0.0486	—	—	$3.291e-02$	—
	R	−2.8271	12.1428	2.1182	0.1614	0.5971	0.1304	0.1259	$5.418e-02$	$2.593e-01$	$7.082e-02$
	I	−4.9251	15.9650	2.1160	0.2317	0.2462	0.0956	0.1218	$2.474e-03$	$4.592e-01$	$6.784e-04$
1991bg	B	0.0344	—	0.0000	0.2642	0.4598	0.0572	—	—	$1.127e-02$	—
	V	2.0862	—	0.0000	0.2071	0.3701	0.0849	—	—	$4.812e-02$	—
	R	2.8055	0.0543	0.0000	0.1989	0.2931	0.0000	0.0000	$1.526e-19$	$1.005e-01$	$1.766e-04$
	I	3.8318	0.0197	0.0000	0.1844	0.1729	0.0000	0.0000	$1.526e-19$	$6.721e-02$	$1.766e-04$
1992A	B	0.0286	—	0.0000	0.1822	0.3047	0.0304	—	—	$9.720e-04$	—
	V	1.7096	—	0.0000	0.1698	0.1890	0.0580	—	—	$1.912e-02$	—
	R	0.6380	17.3999	0.0000	0.1597	0.3038	0.1441	0.4960	$7.839e-02$	$1.619e-01$	$4.435e-01$
	I	−0.7670	17.4019	−1.5873	0.2481	0.2346	0.1815	0.2702	$9.844e-02$	$4.368e-01$	$2.134e-01$
1992bc	B	3.0877	—	3.0351	0.2456	0.2379	0.0354	—	—	$1.864e-03$	—
	V	2.9673	—	1.4123	0.2190	0.1222	0.0375	—	—	$9.272e-03$	—
	R	3.2472	25.2952	2.2949	0.2174	0.1844	0.2181	0.1032	$4.484e-02$	$9.488e-02$	$6.785e-02$
	I	0.3064	32.0069	0.0000	0.1472	0.1687	0.1373	0.1139	$3.766e-02$	$1.750e-01$	$9.844e-03$
1994D	B	1.1769	—	−2.2108	0.2837	0.3446	0.0459	—	—	$1.851e-03$	—
	V	1.5833	—	1.4928	0.2490	0.1880	0.0594	—	—	$2.829e-02$	—
	R	0.9751	15.2779	2.5297	0.2831	0.3310	0.1843	0.2490	$7.223e-02$	$1.532e-01$	$1.602e-01$
	I	−0.7289	17.5407	2.5551	0.3765	0.2573	0.1432	0.4837	$1.205e-01$	$4.257e-01$	$6.439e-01$
1994ae	B	−0.4871	—	2.8319	0.2621	0.2417	0.0315	—	—	$1.311e-03$	—
	V	−0.2040	—	1.9542	0.2412	0.1434	0.0499	—	—	$2.550e-02$	—
	R	−0.1413	18.7005	2.6415	0.2349	0.2312	0.1323	0.1690	$6.447e-02$	$1.253e-01$	$2.054e-01$
	I	−2.6373	27.9417	2.2987	0.2883	0.1552	0.1099	0.3942	$8.217e-02$	$2.980e-01$	$5.265e-01$
1995D	B	−0.6981	—	0.0016	0.1371	0.2516	0.0319	—	—	$1.816e-03$	—
	V	−0.3750	—	0.0000	0.1615	0.1177	0.0328	—	—	$8.595e-03$	—
	R	−0.1924	28.7563	0.0000	0.1220	0.2023	0.1005	0.3440	$7.239e-02$	$1.288e-01$	$5.962e-01$
	I	−2.8602	32.6759	0.0000	0.1469	0.1474	0.0969	0.3391	$8.349e-02$	$2.552e-01$	$5.130e-01$
1995ac	B	1.3000	—	0.5000	0.1042	0.3004	0.0290	—	—	$4.025e-03$	—
	V	4.5732	—	2.0000	0.1479	0.1587	0.0494	—	—	$2.817e-02$	—
	R	5.2725	30.3822	0.0000	0.1145	0.2054	0.1069	0.3320	$3.133e-02$	$1.781e-01$	$1.426e-01$
	I	1.9901	30.6818	0.0000	0.1193	0.1009	0.1125	0.3556	$1.068e-01$	$3.398e-01$	$7.453e-01$
1995al	B	−1.4057	—	0.0000	0.1048	0.2987	0.0336	—	—	$4.348e-03$	—
	V	1.1596	—	0.0000	0.1157	0.1524	0.0541	—	—	$3.625e-02$	—
	R	−0.2132	23.1830	0.0000	0.1434	0.1466	0.2170	0.2399	$6.982e-02$	$1.315e-01$	$4.197e-01$
	I	−3.5481	26.1389	0.0000	0.0914	0.1828	0.1238	0.3148	$8.427e-02$	$4.648e-01$	$3.111e-01$
1995bd	B	−1.7869	—	0.0000	0.1749	0.1869	0.0278	—	—	$1.836e-03$	—
	V	−0.5419	—	0.0000	0.1706	0.1395	0.0570	—	—	$5.966e-02$	—
	R	0.3008	26.9183	1.2239	0.1650	0.2394	0.1015	0.3282	$5.986e-02$	$1.423e-01$	$3.531e-01$
	I	−2.8290	27.2332	0.0000	0.1747	0.1164	0.1612	0.1708	$4.241e-02$	$3.926e-01$	$5.117e-02$
1996X	B	−0.2992	—	0.0000	0.1600	0.2971	0.0434	—	—	$2.032e-03$	—
	V	0.9223	—	0.0000	0.1266	0.1676	0.0397	—	—	$1.022e-02$	—
	R	0.7961	16.9510	0.0000	0.1305	0.5203	0.1258	0.3980	$8.323e-02$	$1.708e-01$	$4.186e-01$
	I	−4.1308	28.0580	0.0000	0.0968	0.2749	0.1122	0.4494	$1.318e-01$	$2.295e-01$	$1.919e+00$
1998bu	B	3.2307	—	0.0016	0.1362	0.2807	0.0284	—	—	$1.627e-03$	—
	V	4.0474	—	0.0000	0.1697	0.1391	0.0043	—	—	$1.927e-03$	—
	R	3.6004	24.9395	0.0000	0.1229	0.3718	0.1260	0.3419	$7.039e-02$	$1.419e-01$	$2.660e-01$
	I	0.5617	32.7238	0.0000	0.1365	0.1684	0.1208	0.4884	$1.475e-01$	$2.709e-01$	$1.676e+00$

TAB. 8.2 – *SNIa sélectionnées comme références. On indique pour les coefficients des fonctions $\mathcal{L}_{UBV}(t)$ et $\mathcal{L}_{RI}(t)$ les valeurs issues de l'ajustement. Les erreurs de mesures photométriques disponibles n'étant pas toujours disponibles nous n'indiquons pas le χ^2 ni les erreurs sur les coefficients.*

santes $BVRI$. Les courbes ont été ramenées au même maximum. La courbe de lumière la plus atypique correspond à la supernova particulière `SN1991bg` évoquée plus haut, très sous-lumineuse, et rapidement évolutive.

On note par ailleurs que si la forme de ces courbes de lumière varie très peu d'une SN à l'autre dans les bandes B et V, cela est beaucoup moins vrai dans les bandes R et I. Les SNIa se différencient nettement par la position ou l'intensité de leur maximum secondaire, ou encore leur taux de décroissance. On note en outre que même dans les bandes B et V, nos SNIa de référence couvrent une large gamme de taux de décroissance.

Des modèles « multi-bandes passantes » Les courbes présentées ci-dessus ont été déterminées indépendamment dans chaque couleur. Elles sont ensuite combinées afin de former, pour chaque supernova, un modèle de courbe de lumière « multi-bande passante ». Un tel modèle est simplement une fonction du temps et de la bande passante i, ayant pour paramètres :

1. La magnitude maximale dans chaque bande passante i, m^i_{max}.
2. La date du maximum dans la bande V, T^V_{max}.
3. Un facteur d'étirement global, s.

Par contre, les paramètres $(T_m, \tau_1, \tau_2, \dots, \alpha, \beta)$ des fonctions $\mathcal{L}_{UBV}(t)$ et $\mathcal{L}_{RI}(t)$ constituant le modèle dans la bande passante appropriée restent figés.

Chacun de ces modèle est ajusté sur les SNIa moins bien échantillonnées. On détermine alors la magnitude au maximum et le taux de décroissance de chaque supernova en sélectionnant l'ajustement de meilleur χ^2. La table (B.2, p. 274) présente nos déterminations des paramètres des courbes de lumière pour les supernovæ analysées dans cette thèse.

8.2.3 Application à des courbes de lumière de SNIa

La technique a été appliquée aux SNIa du lot présenté en 8.1, ainsi qu'aux supernovæ découvertes au printemps 1999. Pour chaque objet disposant d'au moins 8 points de mesure dans les bandes B et V, nous avons ainsi pu déterminer une valeur de la magnitude au maximum dans ces bandes passantes ainsi qu'une valeur du Δm_{15}. L'erreur $\sigma_{m_{max}}$ sur la magnitude au maximum est estimée par la formule suivante :

$$\sigma^2_{m_{max}} = \begin{cases} \sigma^{fit^2}_{m_{max}} \times \chi^2_{min}/\text{Nb degrés de liberté} & \text{si} \quad \chi^2_{min}/\text{Nb degré de liberté} > 1. \\ \sigma^{fit^2}_{m_{max}} & \text{sinon} \end{cases} \tag{8.8}$$

L'erreur sur Δm_{15} est estimée en propageant les erreurs sur les paramètres ajustés avec le même facteur d'échelle que ci-dessus.

8.2.4 Comparaison à d'autres déterminations

Il est possible d'évaluer l'efficacité de la méthode en comparant nos déterminations de m_{max} et Δm_{15} à celles réalisées par (Hamuy *et al.*, 1996c) ou (Parodi *et al.*, 1999). Nous avons déterminé les paramètres m_{max} et Δm_{15} de deux manières différentes :

- En ajustant un patron de courbe de lumière simultanément dans les bandes passantes BVR et I, et en sélectionnant l'ajustement présentant le meilleur χ^2 (diagrammes haut).
- En n'ajustant le patron que dans les bandes B et V, ce qui s'apparente à la méthode utilisé par (Hamuy *et al.*, 1996c) et (Parodi *et al.*, 1999).

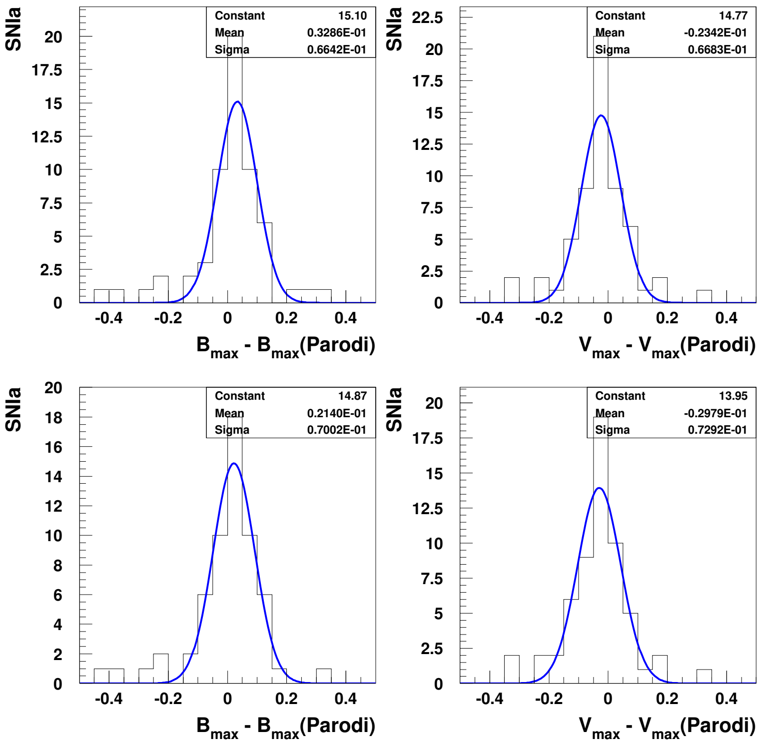


FIG. 8.5 – *Comparaison de nos déterminations de m_{max} à celles effectuées par (Parodi* et al.*, 1999). Nous avons comparé des mesures effectuées dans les bandes B (droite) et V (gauche). m_{max} a été déterminée par ajustement d'un patron simultanément dans les deux bandes passantes B et V (haut) ou les quatre bandes passantes $BVRI$ (bas). La dispersion observée est de 7%, indépendante de la technique d'analyse et de la bande passante.*

La figure (8.5) présente la distribution de la quantité $(m_{max} - m_{max}(\text{Parodi}))$, pour 66 SNIa, dans les bandes B et V. La dispersion observée est de 7% environ indépendante de la bande passante et de la technique utilisée. De même, la distribution de la quantité $(\Delta m_{15} - \Delta m_{15}(B))$ est présentée figure 8.6. La dispersion induite par la différence de technique de reconstruction varie entre 11% et 8%, suivant que l'on ajuste notre modèle simultanément dans 4 ou 2 bandes passantes respectivement. En effet, des données dans une bande supplémentaire peuvent modifier le paramètre de dilatation s ajusté. Ces deux sources d'incertitude seront prises en compte lors de la détermination de H_0.

8.3 Mesure de H_0

Le lot de courbes de lumière de SNIa présenté à la section 8.1 est assez riche : il contient simultanément des supernovæ très proches, dont le module de distance μ a été mesuré à l'aide de céphéides (on le note alors μ_{ceph}), des supernovæ un peu plus lointaines, pour lesquelles nous disposons d'une mesure de μ à l'aide d'un indicateur de distance secondaire, comme ceux présentés à la section 2.4.2 (relation de Tully-Fisher (μ_{TF}), analyse des fluctuations de brillance de

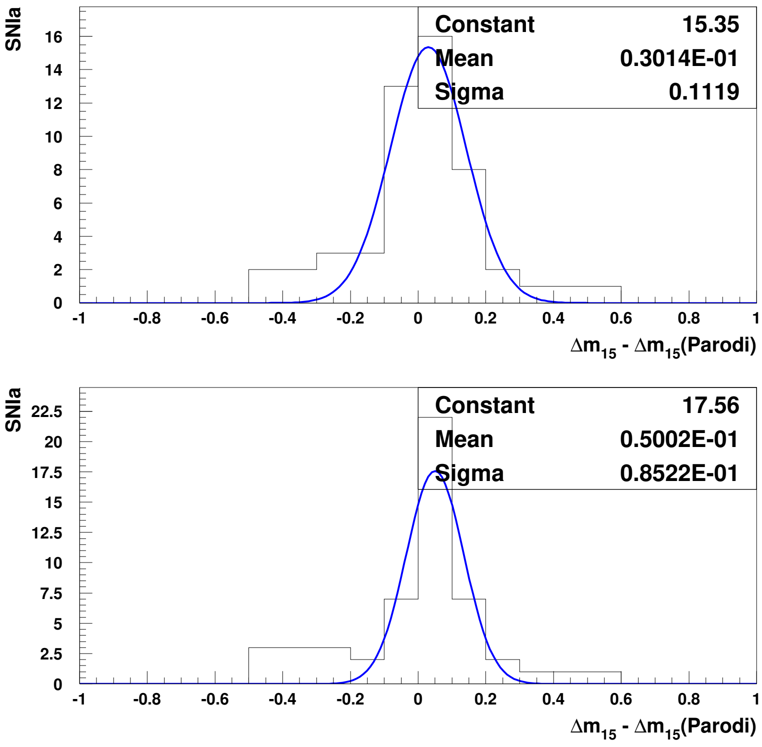


FIG. 8.6 – *Comparaison de nos déterminations de $\Delta m_{15}(B)$ à celles effectuées par (Parodi* et al.*, 1999). Nous avons déterminé Δm_{15} en ajustant un modèle dans les deux bandes passantes B et V (haut) ou dans les 4 bandes BVR et I (bas). Dans le premier cas, la dispersion observée est de 11%, et de 9% dans le second cas.*

surface (μ_{SBF}) ou encore étude de la fonction de luminosité des nébuleuses planétaires (μ_{PNLF})), et enfin des supernovæ plus lointaines encore, situées dans le flot de Hubble, jusqu'à un décalage spectral $z \sim 0.2$.

Il est donc possible, en combinant ces information d'entreprendre une détermination de la constante de Hubble, H_0. Rappelons en effet que pour des décalages spectraux faibles ($z < 0.2$) la loi de Hubble peut s'écrire sous la forme :

$$m - M \;=\; -5\;\log_{10} H_0 + 5\;\log_{10} cz \tag{8.9}$$

ou encore, si l'on définit le module de distance lumineuse $\mu_L = m - M$ et le module de distance cinématique $\mu_z(H_0) = -5\;\log_{10} H_0 + 5\;\log_{10} cz$:

$$\mu_L = \mu_z(H_0) \tag{8.10}$$

Mesurer H_0 revient donc, dans un premier temps, à calibrer μ_L, autrement dit à déterminer une valeur de la magnitude absolue au maximum M de nos SNIa, dans la bande spectrale utilisée. Pour cela, nous utilisons les supernovæ pour lesquelles nous disposons d'une mesure du module de distance à l'aide d'un indicateur primaire (céphéides) ou secondaire.

Malheureusement, les supernovæ pour lesquelles nous disposons d'une mesure d'un module de distance annexe sont en deçà du flot de Hubble : leur vitesse particulière n'est pas négligeable devant leur vitesse de récession. Leur module de distance cinématique $\mu_z(H_0)$ est biaisé et elles ne peuvent donc être mises à profit pour mesurer directement H_0. On utilise donc les supernovæ situées dans le flot de Hubble, en leur extrapolant la valeur de M_{max} déterminée à partir des calibrateurs plus proches.

8.3.1 Sélection des SNe et des indicateurs de distance secondaire

Toutes les supernovæ du lot de données présenté à la section 8.1 ne sont pas utilisables dans une analyse ultérieure. Tout d'abord, certains objets ne sont pas suffisamment bien suivis pour que leur magnitude au maximum ou leur Δm_{15} puissent être reconstruits. On applique donc les coupures de qualité suivantes :

$$\begin{cases} \text{SN découverte après 1980.} \\ \text{Au minimum 5 points de mesure dans les bandes B et V.} \\ \text{Suivi débuté au plus tard 5 jours après le maximum de luminosité.} \end{cases} \tag{8.11}$$

La figure (8.7) présente la magnitude absolue dans la bande B, $M_{abs}(B)$ des SNIa sélectionnées par le critère précédent, calculée avec le module de distance disponible pour chaque objet. Trois indicateurs de distance secondaire ont été utilisés lorsqu'ils étaient disponibles : les céphéides, les fluctuations de brillance de surface de la galaxie hôte, et enfin la relation de Tully-Fisher. Enfin, lorsqu'aucun indicateur de distance secondaire n'était disponible, le module de distance cinématique $\mu_z(H_0)$ a été utilisé, en prenant $H_0 = 69$ km s^{-1} et $q_0 = -0.55$ ($\Omega_{m_0} = 0.3$, $\Omega_{\Lambda_0} = 0.7$). Les supernovæ pour lesquelles nous disposons d'une mesure de distance sont des objets proches qui interviendront essentiellement dans la détermination de la magnitude absolue au maximum des SNIa. Les autres appartiennent pour la plupart au flot de Hubble : leur vitesse de récession, très faiblement contaminée par leurs mouvement propres ne dépend que de l'expansion. Ces objets permettent de déterminer H_0.

On constate que les déterminations de $M_{abs}(B)$ calculées avec la relation de Tully-Fisher sont très dispersées et peut-être biaisées. On vérifie par ailleurs que les modules de distance cinématique des supernovæ les plus proches ($z \leq 2800$ km s^{-1}) sont également très dispersés. Par conséquent ces deux lots de données ont été exclus de notre analyse. On applique donc les coupures supplémentaires suivantes :

$$\begin{cases} \mu_{ceph} \text{ ou } \mu_{SBF} \text{ disponible,} \\ z > 2800 \text{ km s}^{-1} \text{ sinon} \end{cases} \tag{8.12}$$

La majorité des calibrateurs retenus proviennent des études publiées par le groupe du *Hubble Space Telescope Key Project* (*HST Key Project*) (Gibson *et al.*, 2000) et par un groupe concurrent (Parodi *et al.*, 1999). En moyenne, les modules de distance publiés par ces deux groupes diffèrent de 0.17 mag, pour des raisons internes aux analyses de ces deux groupes. Nous avons choisi d'utiliser la moyenne de ces déterminations. Ce désaccord semble indiquer qu'une erreur externe de 0.08 mag doit être prise en compte. La table (8.3) présente les SNIa pour lesquelles une mesure de μ_{ceph} ou de μ_{SBF} est disponible.

La plupart des objets retenus par les coupures décrites plus haut sont soit des calibrateurs, soit des SNIa situées dans le flot de Hubble et appartenant principalement à l'un des trois lots de données suivants :

1. Les supernovæ découvertes par le *Calán-Tololo* (Hamuy *et al.*, 1996a).

SN	Galaxie	μ		Méthode	Reférence
SN1895B*	NGC5253	27.855	(.170)	Céphéides	1
SN1901B*	NGC4321	31.04	(.25)	Céphéides	2
SN1937C	IC4182	28.360	(.180)	Céphéides	1
SN1960F*	NGC4496A	31.075	(.165)	Céphéides	1
SN1966J*	NGC3198	30.80	(.15)	Céphéides	2
SN1972E	NGC5253	27.855	(.170)	Céphéides	1
SN1974G	NGC4414	31.435	(.265)	Céphéides	1
SN1981B	NGC4536	31.025	(.175)	Céphéides	1
SN1986G	NGC5128	28.13	(.46)	Céphéides	3
SN1989B	NGC3627	30.140	(.225)	Céphéides	1
SN1990N	NGC4639	31.915	(.230)	Céphéides	1
SN1991T	NGC4527	30.37	(.25)	Céphéides	3
SN1998bu	NGC3368	30.285	(.210)	Céphéides	1
SN1939A*	NGC4636	30.77	(.25)	SBF	4
SN1939B*	NGC4621	31.24	(.25)	SBF	4
SN1957B*	NGC4374	32.05	(.25)	SBF	4
SN1960R*	NGC4382	31.27	(.25)	SBF	4
SN1965I	NGC4753	31.74	(.25)	SBF	5
SN1980N	NGC1316	31.62	(.25)	SBF	4
SN1981D*	NGC1316	31.62	(.25)	SBF	4
SN1986G	NGC5128	31.23	(.25)	SBF	4
SN1992A	NGC1380	31.30	(.25)	SBF	4
SN1994D	NGC4526	31.19	(.25)	SBF	4

TAB. 8.3 – *Calibrateurs utilisables pour la mesure de $M_{max}(B)$. Sources des mesures : (1) : moyenne des distances indiquées par (Gibson* et al.*, 2000; Parodi* et al.*, 1999), (2) (Ferrarese* et al.*, 2000), (3) (Tripp & Branch, 1999) (mesures obtenues en extrapolant à partir de galaxies voisines), (4) (Ferrarese* et al.*, 2000), (5) (Neistein* et al.*, 1999). Nous avons marqué d'une astérisque les SNIa dont la photométrie est trop imprécise. Ces objets n'interviennent pas dans l'analyse.*

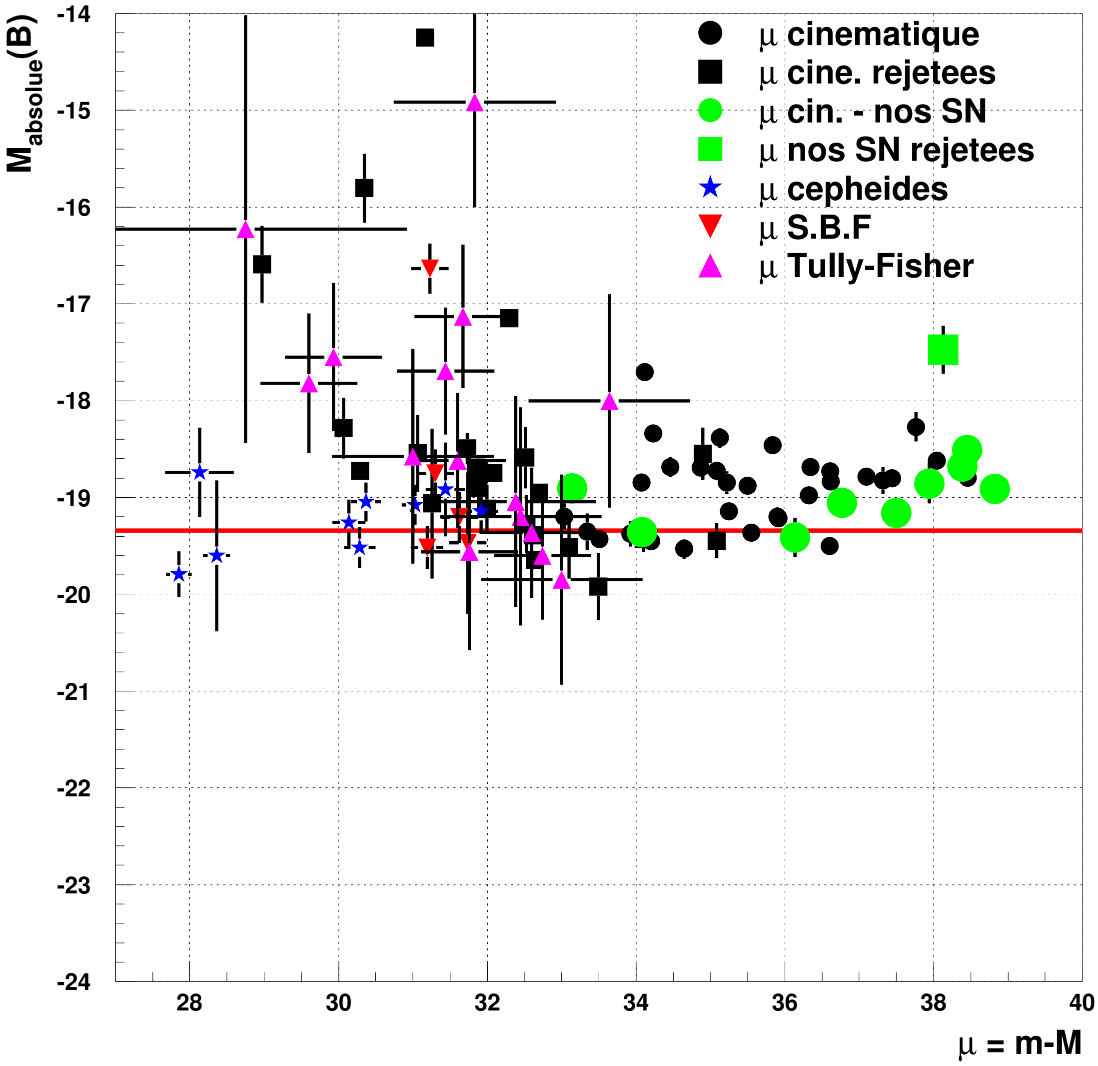


FIG. 8.7 – *Magnitudes absolues des SNIa dans la bande B, calculées avec différents indicateurs de distance. Trois indicateurs de distance ont été utilisés lorsqu'ils étaient disponibles : céphéides (étoiles), fluctuations de brillance de surface (triangles inversés), et relation de Tully-Fisher (triangles). Pour les supernovæ pour lesquelles aucune mesure du distance à l'aide d'un indicateur secondaire n'était disponible, nous avons utilisé le module de distance cinématique $\mu_z(H_0)$, distingant supernovæ telles que $z < 2800$ km s^{-1} ou découvertes avant 1980 (carrés) et supernovæ plus récentes et telles que $z > 2800$ km s^{-1} (ronds). Les supernovæ découvertes au printemps 1999 sont signalées par un point. On constate que si les détermination de $M_{max}(B)$ réalisées à l'aide de céphéides et de la méthode des fluctuations de brillance de surface (SBF) sont peu dispersées, il n'en est pas de même de celles reposant sur la méthode de Tully-Fisher. On vérifie par ailleurs que les modules de distance cinématique des supernovæ proches sont très dispersés. Ces deux derniers lots de données ont été exclus de l'analyse ultérieure. Enfin, les SNe analysées dans cette thèse ont des magnitudes absolues comparables au reste de la statistique. La SNIa de notre lot rejetée est* `SN1999af` *dont les mesures sont très incertaines.*

2. Les supernovæ étudiées par un groupe du *Center for Astrophysics* (CfA) (Riess *et al.*, 1999).
3. Les supernovæ découvertes et étudiées au cours de ce travail de thèse.

Ces trois échantillons présentent des caractéristiques différentes. La figure (8.8) présente les distributions du décalage spectral, de la magnitude absolue au maximum dans la bande B, de la couleur au maximum et du Δm_{15} pour chacun de ces trois échantillons. On constate que les objets du lot 2 ont en moyenne des décalages spectraux plus faibles que ceux des objets des lots 1 et 3. La distribution des magnitudes absolues est sensiblement identique d'un échantillon à l'autre. Les SNe du lot découvert par le *Calán-Tololo* présentent des valeurs de Δm_{15} plus dispersées que celles des autres échantillons : nous verrons qu'ils contribueront à contraindre plus fortement la relation entre M_{max} et Δm_{15}. A l'inverse, les objets du CfA présentent des couleurs plus dispersées, et contribueront donc plus fortement à l'étude de la relation entre M_{max} et couleur. Le lot de SNIa étudié au cours de cette thèse présente également une dispersion importante en taux de décroissance et couleur.

8.3.2 Corrélations entre M_{max} et ΔM_{15} et entre M_{max} et couleur

Nous avons vu au chapitre 2 que les magnitudes maximales des SNIa présentent une dispersion de 20 à 25% et que cette dispersion peut être réduite à 10% environ, si l'on tient compte des corrélations qui existent entre la magnitude absolue et d'autres observables, telles que le taux de décroissance et la couleur au maximum. En pratique, c'est donc le module de distance lumineuse corrigé $\tilde{\mu}_L$, calculé à partir de la magnitude absolue au maximum corrigée $\tilde{M}_{max}$:

$$\tilde{M}_{max} = M_{max} + \alpha \times \Delta m_{15} + \beta \times (B - V)_{max} \tag{8.13}$$

qui jouera le rôle d'indicateur de distance. On rappelle que Δm_{15} désigne la différence entre la magnitude maximale et la magnitude 15 jours après maximum, dans une bande donnée, tandis que $(B-V)_{max}$ désigne la couleur au maximum de la supernova. Enfin, les valeurs des coefficients de corrélation α et β sont encore discutées. Nous en proposons une détermination dans la suite de cette section.

Dans la suite, l'équation (8.13) sera paramétrisée de la manière suivante :

$$\tilde{M}_{max} = M_{max} + \alpha \times [\Delta m_{15} - \delta_0] + \beta \times (B - V) \tag{8.14}$$

La valeur du paramètre δ_0 est fixée : $\delta_0 = 1.1$. Les coefficients M_{max}, α, β sont ajustés. Nous détaillerons dans la suite le principe de l'ajustement.

Plutôt qu'étudier indépendamment chacune des dépendances en couleur et en Δm_{15} mentionnées plus haut, nous avons choisi d'ajuster simultanément les paramètres α, β, H_0 et M_{max} que nous cherchons à déterminer. Tout d'abord, la détermination de M_{max} nécessite de prendre en compte les corrélations entre cette quantité et le Δm_{15} ou la couleur au maximum. En effet, les calibrateurs décrits dans la section 8.3.1 présentent une large gamme de Δm_{15} (de $\Delta m_{15} = 0.4$ mag à $\Delta m_{15} = 2$ mag) et de $(B-V)_{max}$ (de $(B-V)_{max} = -0.2$ mag à $(B-V)_{max} = 0.4$ mag). Cela est susceptible de biaiser la mesure de la magnitude absolue au maximum. Par ailleurs, rien ne permet de supposer a priori que les corrélations entre M_{max} et Δm_{15} d'une part, M_{max} et couleur d'autre part sont non liées. Il est donc préférable de les traiter simultanément.

Nous proposons donc ici une approche globale, analogue à celle adoptée par (Parodi *et al.*, 1999; Tripp & Branch, 1999; Richtler & Drenkhahn, 1999) qui prend en compte le fait que les différentes étapes de la détermination de H_0 ne sont pas indépendantes. La loi que nous cherchons

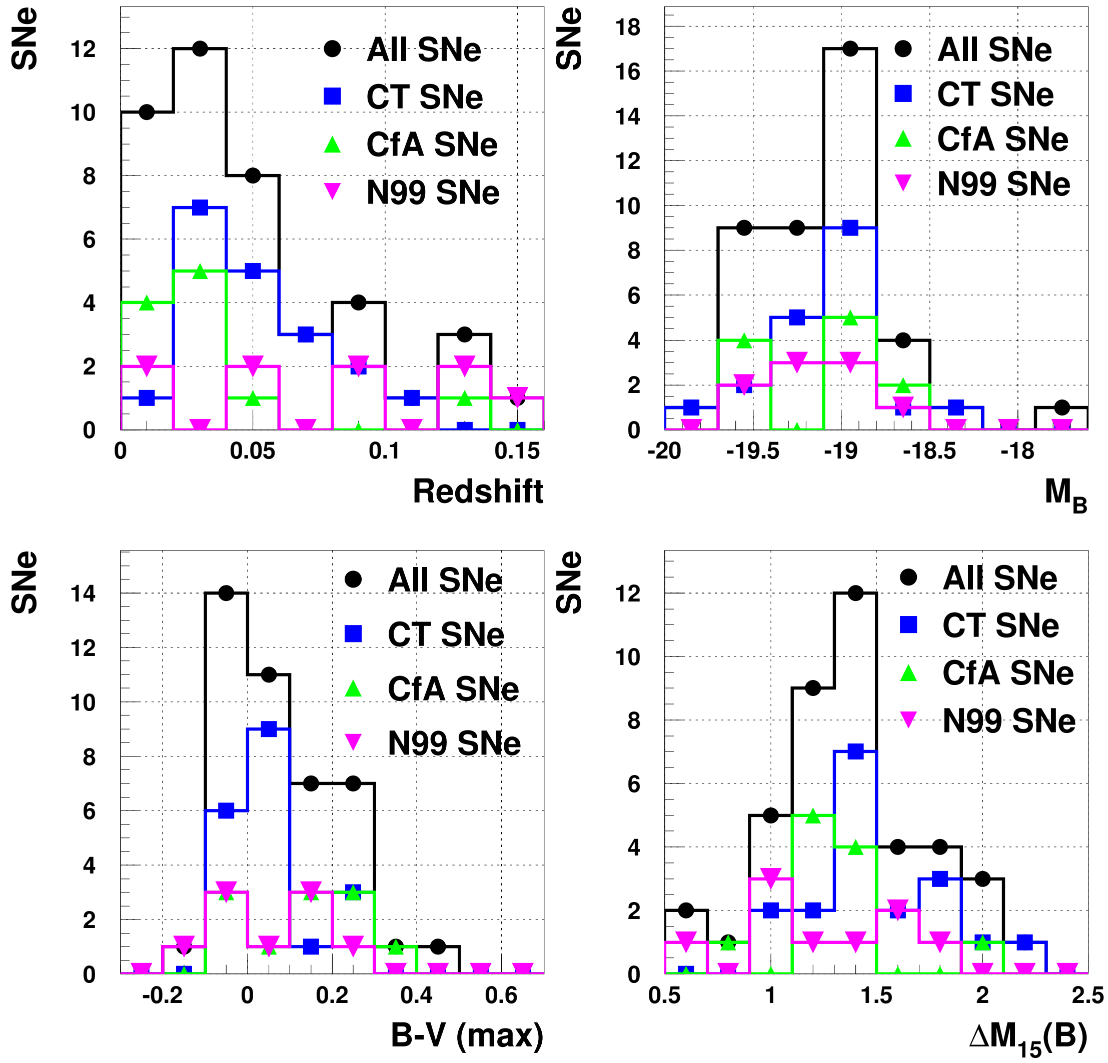


FIG. 8.8 – *Distributions de z, M_{max}, $(B-V)_{max}$ et Δm_{15} pour les SNIa proches découvertes et étudié par le* Calán-Tololo *(Hamuy* et al.*, 1996a), le CfA (Riess* et al.*, 1999) ainsi que les SNIa étudiées dans cette thèse (N99).*

à contraindre est une combinaison de la loi de Hubble, de la relation de standardisation (8.13) et de la relation de calibration du module de luminosité μ_L. Cette loi combinée se note sous forme compacte :

$$\tilde{\mu}_L(M_{max}, \alpha, \beta) = \mu_z(H_0) \tag{8.15}$$

Les paramètres $(H_0, M_{max}, \alpha, \beta)$ de la relation (8.15) peuvent être déterminés par moindres carrés, en minimisant la quantité :

$$S^2(M_{max}, \alpha, \beta, H_0) = \sum_i \frac{[\tilde{\mu}_{L_i}(M_{max}, \alpha, \beta) - \mu_i^\star]^2}{\sigma_i^2} \tag{8.16}$$

La somme est réalisée sur toutes les supernovæ du lot étudié pour lesquelles on dispose d'une mesure de μ_{ceph} ou μ_{SBF}, ou alors située à un décalage spectral $z > 0.01$ (~ 2800 km s^{-1}). Le module $\mu_i^\star$ de la supernova i est alors défini par :

$$\mu^\star = \begin{cases} \mu_{ceph} \text{ ou } \mu_{SBF} & \\ \mu_z(H_0) & \text{si } z > 2800 \text{ km s}^{-1} \end{cases} \tag{8.17}$$

et l'erreur σ_i^2 intervenant au dénominateur est estimée par la relation :

$$\sigma^2 = \sigma^2_{m_{max}} + \alpha^2\sigma^2_{\Delta m_{15}} + \beta^2\sigma^2_{\text{couleur}} + \sigma^2_{\mu^\star} \tag{8.18}$$

Il s'agit donc d'un problème non linéaire, les paramètres intervenant dans l'estimation des erreurs.

8.4 Résultats de l'ajustement

L'ajustement par moindres carrés décrit dans la section 8.3.2 a été réalisé dans la bande B, au moyen de la classe de minimisation standard de `Peida++`. En combinant la totalité des supernovae sélectionnées par les coupures décrites en 8.3.1. Nous avons obtenu :

$$\begin{cases} \tilde{M}_{max}(B) = -19.32\ (0.11) - 0.57\ (0.08) \times (\Delta m_{15} - 1.1) - 2.09\ (0.18) \times (B-V)_{max} \\ H_0 = 67.4\ (2) \end{cases} \tag{8.19}$$

Nous avons vérifié que les valeurs des coefficients de la relation (8.19) ne dépendent pas des coupures sur la qualité de l'échantillonnage de la courbe de lumière. Ainsi, en demandant au moins 10 points de mesure dans chaque bande B et V, au plus tard 5 jours après maximum, la relation de standardisation (8.19) devient :

$$\begin{cases} \tilde{M}_{max}(B) = -19.33\ (0.12) - 0.67\ (0.11) \times (\Delta m_{15} - 1.1) - 2.00\ (0.20) \times (B-V)_{max} \\ H_0 = 67.9\ (2) \end{cases} \tag{8.20}$$

Enfin, si on accepte les SNe découvertes jusqu'à 20 jours après maximum, avec au moins 5 points en B et 5 points en V, la relation devient :

$$\begin{cases} \tilde{M}_{max}(B) = -19.33\ (0.11) - 0.57\ (0.08) \times (\Delta m_{15} - 1.1) - 2.22\ (0.16) \times (B-V)_{max} \\ H_0 = 67.3\ (2) \end{cases} \tag{8.21}$$

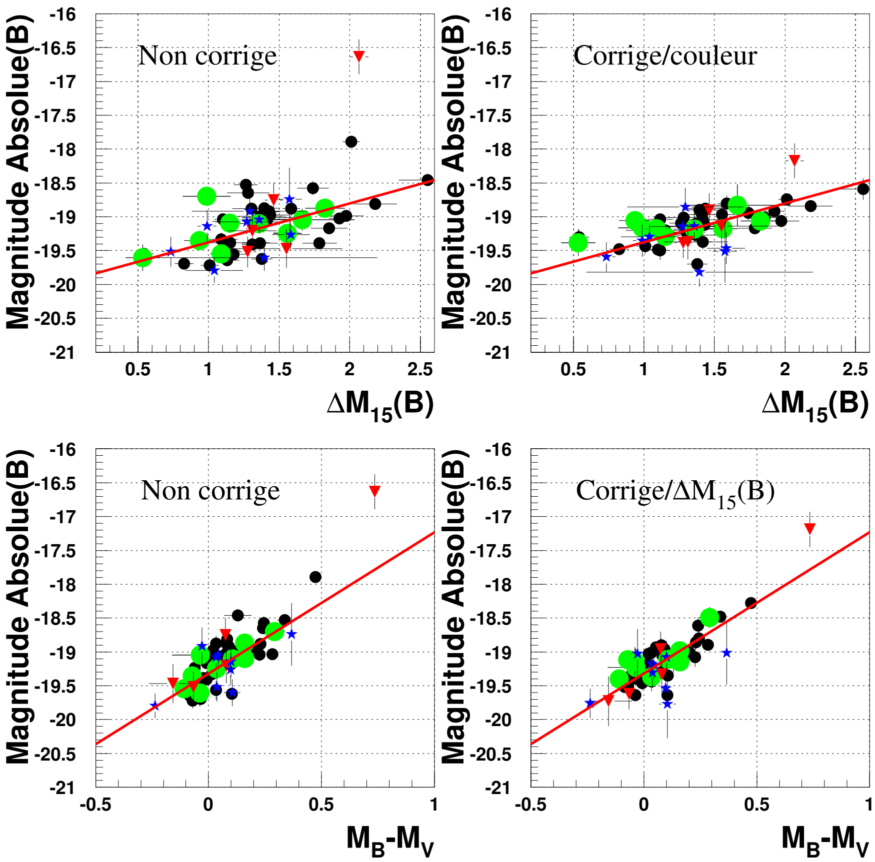


FIG. 8.9 – *(Haut) Diagrammes M_{max} vs. Δm_{15} avant et après la prise en compte de la corrélation entre M_{max} et la couleur. (Bas) Diagramme M_{max} vs. couleur, avant et après la prise en compte de la corrélation entre M_{max} et le Δm_{15}. Dans tous les cas, la droite représentée correspond à la relation de standardisation déterminée à l'aide de l'ajustement simultané. On constate qu'une supernova très atypique telle que* `1991bg` *de $\Delta m_{15}(B) = 2.5$ mag et de couleur $(B-V)_{max} = 0.75$ est bien standardisée.*

Par contre, les valeurs ajustées varient de manière plus significative, avec le lot de données pris en compte. Nous étudierons dans les sections suivantes les dépendances de nos résultats avec les SNIa sélectionnées. Nous traiterons successivement le problème des relations de standardisation, de la détermination de la magnitude absolue au maximum dans la bande B (M_B), et de la détermination H_0. En général, on observe une forte corrélation entre M^B_{max} et H_0 d'une part, et entre α et β d'autre part (de l'ordre de 40%).

8.4.1 Relations de standardisation

La figure (8.9) présente les projections dans les plans $(M_{max}, \Delta m_{15}(B))$ et $(M_{max}, (B-V)_{max})$ de la relation de standardisation (8.19). Dans chacun de ces plans sont représentés les magnitudes des supernovæ étudiées avant (gauche) et après (droite) correction. Les étoiles correspondent aux supernovæ dont le module de distance a été mesuré à l'aide de céphéides, et les

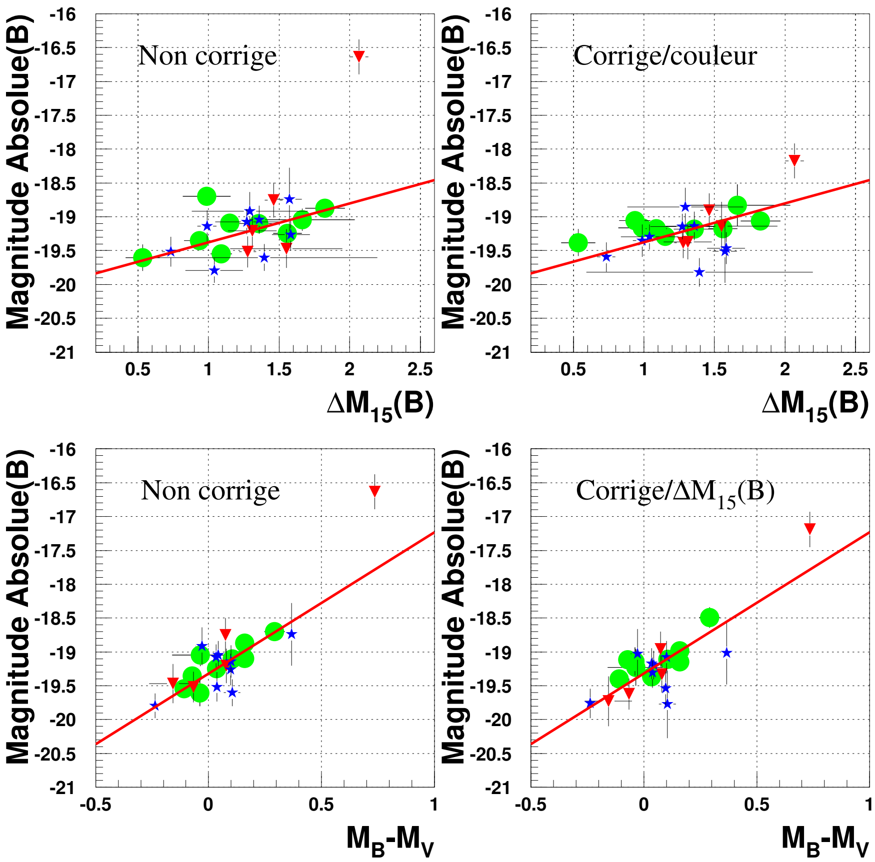


FIG. 8.10 – *Corrélations M_{max} vs couleur et M_{max} vs. $\Delta m_{15}(B)$ pour les SNIa découvertes en 1999 et les calibrateurs.*

triangles inversés, aux supernovæ pour lesquelles nous disposons d'une mesure de μ_{SBF}. Enfin, les points plus larges correspondent aux supernovæ découvertes au printemps 1999. On constate en particulier que la supernova très atypique `SN1991bg` ($\Delta m_{15}(B) = 2.5$, $(B-V)_{max} = 0.75$) est bien décrite par notre relation.

Le même ajustement a été réalisé indépendamment avec les supernovæ découvertes par le *Calán-Tololo Supernova Search*, celles publiées par le CfA et enfin, celles découvertes au printemps 1999 et analysées dans cette thèse. La table (8.4) résume les valeurs déterminées. On constate que les valeurs des paramètres $(\alpha, \beta, M^B_{max}, H_0)$ diffèrent de 1 à deux écarts standard, d'un lot de données à l'autres.

La figure (8.11) présente les contours de confiance à 1 et 2 écart-standard dans le plan (α, β) issus de l'ajustement pour chaque lot de SNIa, ainsi que de l'ajustement combiné des 3 lots. Les paramètres α et β sont cependant assez fortement corrélés à M^B_{max} et H_0. Pour que la comparaison ait un sens, nous avons donc fixé ces deux derniers paramètres aux valeurs déterminées à partir du lot combiné. On constate que les paramètres α et β ne sont pas très bien contraints. Le relatif manque de statistique des lots empêche de faire des études plus détaillées (en fonction du type de

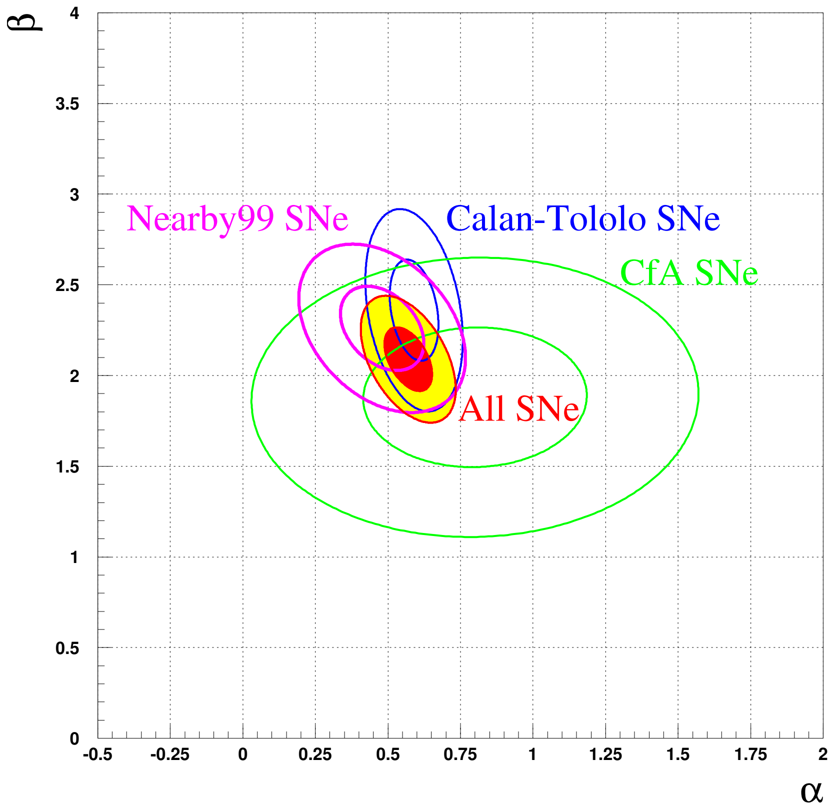


FIG. 8.11 – *Contours de confiance à 1 et 2 écart-standard dans le plan* (α, β) *pour les différents lots étudiés et pour le lot combiné. Les résultats observés sont en accord avec les propriétés de chaque lot indiquées figure (8.8) : les objets du* Calán-Tololo *couvrent un large domaine de* Δm_{15}*, et permettent donc de bien contraindre* α*. Les objets du lot du CfA, couvrent un domaine plus restreint en* Δm_{15} *et sont moins nombreux. Enfin les supernovæ du printemps 1999 apportent relativement peu de contraintes nouvelles. Ces différentes déterminations de* α *et* β *sont en accord à 1 écart-standard.*

galaxie, par exemple). Ceci souligne l'intérêt d'études futures avec des échantillons plus larges.

La table (8.5) compare notre détermination des coefficients de standardisation à celles publiées par 3 analyses récentes. Nos résultats sont en bon accord, par contre, nos erreurs sont probablement encore sous-estimées.

8.4.2 Dispersion des magnitudes au maximum dans la bande B

Les figures (8.12) et (8.13) présentent respectivement les résidus par rapport a la loi de Hubble et la distribution de ces résidus respectivement. On constate à nouveau que la magnitude au maximum corrigée $\tilde{M}^B_{max}$ de la SNIa très atypique `SN1991bg` est compatible avec les magnitudes corrigées des autres supernovæ étudiées.

La dispersion des magnitudes au maximum dans la bande B a été estimée en cumulant pour chaque supernova une gaussienne centrée sur la valeur de M^B_{max} et de largeur, l'erreur estimée

Ajustement	Lot	α	β	M^B_{max}	H_0
$(\alpha, \beta, M^B_{max}, H_0)$	*Calán-Tololo*	0.58 (0.11)	2.37 (0.29)	$-19.34(0.09)$	66.60 (1.3)
	CfA	0.86 (0.38)	2.14 (0.42)	$-19.38(0.15)$	69.10 (2.1)
	1999	0.40 (0.13)	2.21 (0.26)	$-19.30(0.07)$	65.80 (1.0)
	Combiné	0.57 (0.07)	2.09 (0.18)	$-19.32(0.14)$	67.40 (2.0)
(α, β)	*Calán-Tololo*	0.59 (0.08)	2.36 (0.28)	—	—
	CfA	0.80 (0.39)	1.86 (0.38)	—	—
	1999	0.48 (0.13)	2.26 (0.24)	—	—
	Combiné	0.57 (0.07)	2.09 (0.18)	—	—

TAB. 8.4 – *Résultat de l'ajustement de $(\alpha, \beta, M_{max}(B), H_0)$, sur les différents lots de SNIa disponibles. Pour chaque paramètre, nous indiquons l'erreur statistique, estimée par le processus d'ajustement.*

Référence	β	err.	α	err.
(Parodi *et al.*, 1999)	2.46	0.46	0.44	0.13
(Tripp & Branch, 1999)	2.40	nc	0.55	nc
(Richtler & Drenkhahn, 1999)	1.51	0.62	0.48	0.23
Cette analyse	2.09	0.18	0.57	0.08

TAB. 8.5 – *Coefficients de standardisation issus de cette analyse, comparés aux valeurs publiées par (Parodi* et al.*, 1999; Tripp & Branch, 1999; Richtler & Drenkhahn, 1999). L'accord entre ces quatre analyses est bon.*

pour notre distribution de M_{max}. On constate sur la figure (8.13) que l'application des corrections de standardisation permet de diminuer la dispersion de M^B_{max} de 0.39 à 0.23 mag, soit environ 11% en distance. Il faut remarquer que l'estimation de nos erreurs est très conservative. Par ailleurs, notre approche consistant à modéliser par une gaussienne la contribution à la dispersion totale de chaque SNIa a tendance à élargir la distribution présentée figure (8.13).

8.4.3 Diagramme de Hubble et mesure de H_0

La figure (8.14) présente le diagramme de Hubble obtenu, avant et après standardisation, en combinant les supernovæ « historiques » proches, présentées section 8.3.1 et les supernovæ situées dans le flot de Hubble, issues du lot étudié par le *Calán-Tololo Supernova Search*, du lot publié par (Riess *et al.*, 1999) et enfin, du lot étudié dans cette thèse. La valeur de H_0 déterminée en combinant ces trois lots est donnée table (8.4) :

$$H_0 = 67.4 \pm 2 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \quad \text{(err. internes)} \tag{8.22}$$

Cette valeur est en bon accord avec les mesures récentes du *HST Key Project*, ce qui s'explique par un fort recouvrement entre nos calibrateurs et ceux publiés par ce groupe. Nous allons maintenant dresser le bilan des principales incertitudes systématiques qui entachent cette mesure, et qui dominent actuellement l'incertitude globale.

Le module de distance du LMC Les calibrateurs intervenant dans cette analyse sont des SNIa dont le module de distance a été mesuré à l'aide de céphéides. Or nous avons vu au chapitre

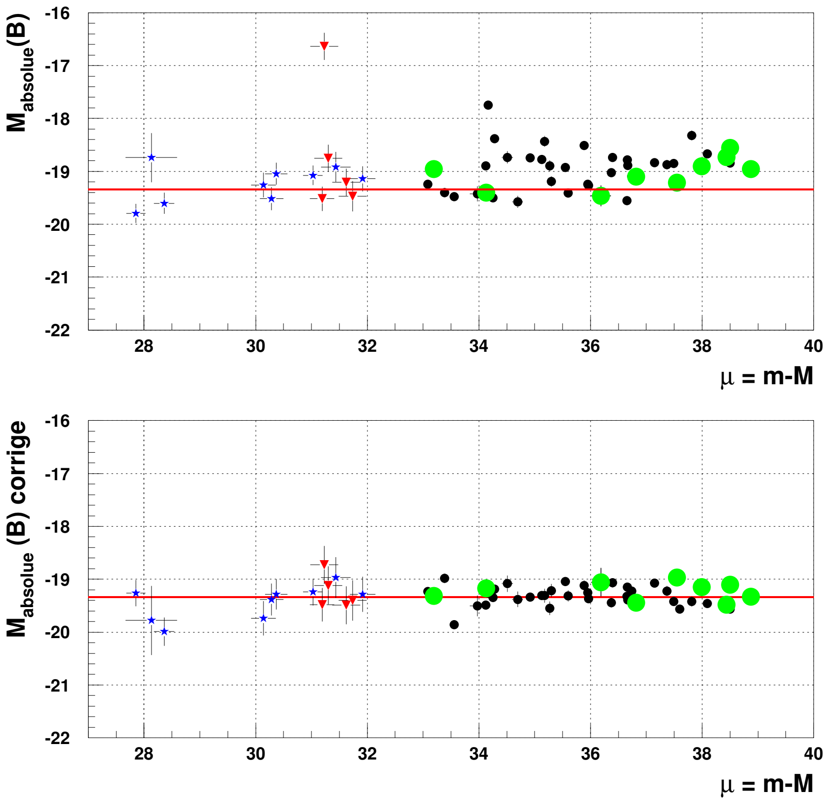


FIG. 8.12 – *Magnitudes absolues des SNIa dans la bande B en fonction de leur module de distance, avant (haut) et après (bas) correction. Pour la signification des symboles, se reporter à la figure (8.7).*

2 que le point zéro de la relation *Période-Luminosité-Couleur* (PLC) est entaché d'une incertitude de 0.10 mag, due à l'erreur sur le module de distance du LMC. Les modules de distance mesurés à l'aide de la méthode des fluctuations de brillance de surface (SBF) sont eux-même affectés de cette erreur systématique, SBF étant calibrée à l'aide de céphéides extragalactiques.

Une incertitude systématique de 0.1 mag. sur le point zéro de la relation PLC se traduit par une incertitude systématique de 5% sur les distances mesurées, soit 3.5 km s^{-1} Mpc^{-1} sur la constante de Hubble (pour $H_0 \sim 70$ km s^{-1} Mpc^{-1}).

Influence de la métallicité sur la relation Période-Luminosité-Couleur Des études semblent montrer que le point zéro de la relation PLC des céphéides varie avec la métallicité (Sasselov *et al.*, 1997; Kennicutt *et al.*, 1998). Cet effet tend à diminuer la valeur de H_0. (Gibson *et al.*, 2000) en utilisant les relations de (Kennicutt *et al.*, 1998) estime ainsi que H_0 diminue de 4%. Etant donné l'absence de consensus sur ce point, plutôt que d'appliquer cette correction, nous choisissons d'associer à cet effet une erreur asymétrique.

Le module de distance des calibrateurs Nous avons vu que la calibration absolue des indicateurs de distance primaire et secondaire est délicate. Les incertitudes sur cette calibration

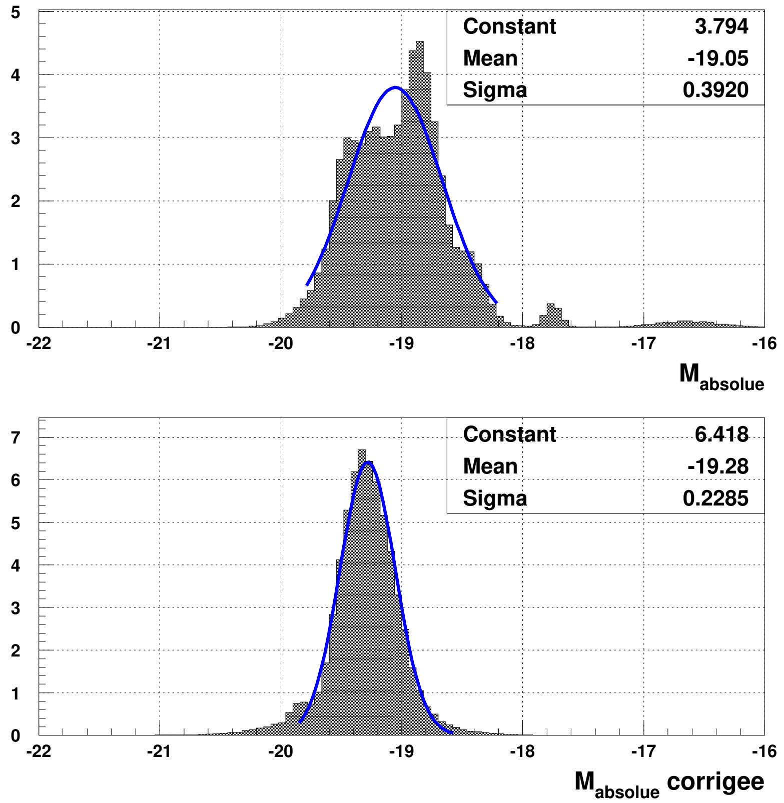


FIG. 8.13 – *Dispersion des magnitudes absolues des SNIa des lots étudiés dans la bande B, avant corrections (haut) et après correction. La contribution de chaque supernova est une gaussienne, centrée sur la détermination de la magnitude absolue au maximum de la SN et de largeur, l'erreur estimée sur cette détermination.*

se propagent aux mesures de distance réalisées avec des SNIa, et de là, à la détermination de H_0.

La plupart des modules de distance de calibrateurs déterminés à l'aide de céphéides ont été déterminés à l'aide d'observations réalisées principalement sur le *Hubble Space Telescope* (HST), et sont donnés par (Gibson *et al.*, 2000) et (Parodi *et al.*, 1999). Nous avons vu à la section 8.3.1 que les modules de distance publiés par ces deux sources diffèrent en moyenne de 0.17 mag. Dans notre analyse, nous avons choisi de moyenner ces observations.

Afin de déterminer l'influence de cette dispersion sur la valeur de H_0, nous avons réalisé l'ajustement décrit section 8.3.2, en y incluant alternativement les valeurs de modules de distance indiquées par (Gibson *et al.*, 2000), celles déterminées par (Parodi *et al.*, 1999), ou nos propres valeurs moyennées. Les paramètres de la relation de standardisation ont été fixés à la valeur déterminée section 8.4 à l'aide de la totalité des SNIa disponibles. La table (8.6) résume les valeurs obtenues. Ce désaccord entre les différentes déterminations de μ_{ceph} induit donc une incertitude systématique de 4.1 km s^{-1} Mpc^{-1} sur la mesure de H_0.

Effet d'une inhomogénéité locale Une inhomogénéité locale biaiserait les vitesses de récession des galaxies hôtes des SNIa les plus proches. Certains auteurs proposent ainsi d'expliquer

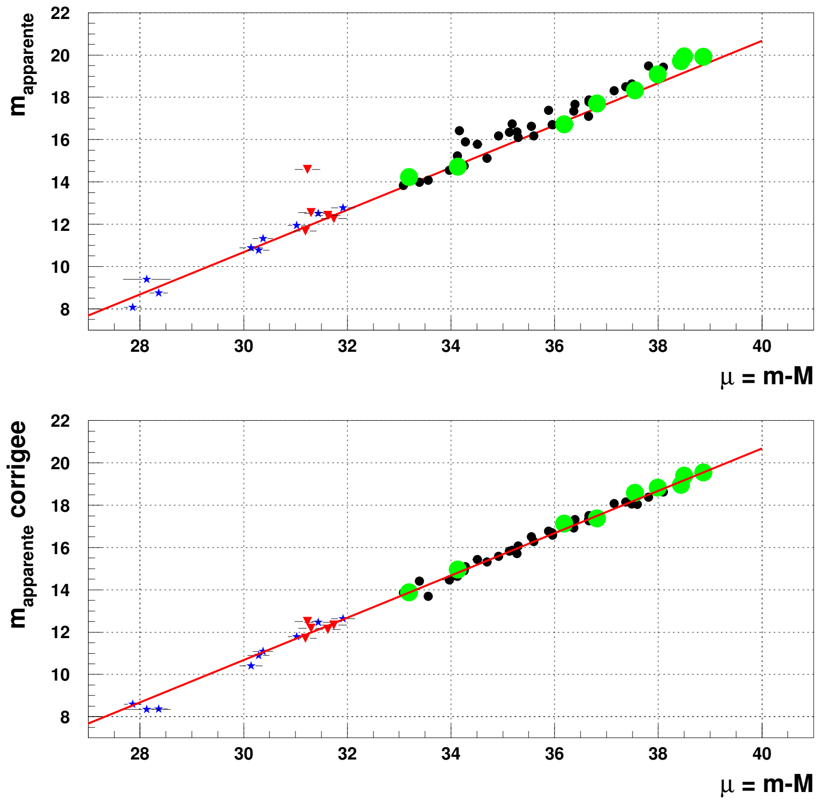


FIG. 8.14 – *(Haut) diagramme de Hubble avant correction des magnitudes au maximum des SNIa. Les étoiles correspondent aux SNIa dont le module de distance a été mesuré à l'aide de céphéides, et les triangles inversés aux SNIa pour lesquelles nous disposons d'une mesure de μ_{SBF}. Les points plus larges désignent les supernovæ découvertes au printemps 1999. (Bas) diagramme de Hubble corrigé.*

	M^B_{max}	H_0
(Parodi *et al.*, 1999)	$-19.52(0.12)$	61.5(2.0)
(Gibson *et al.*, 2000)	$-19.25(0.15)$	69.7(2.0)
Combiné	$-19.32(0.11)$	67.4(2.0)

TAB. 8.6 – *Mesures de H_0 et M^B_{max} avec différentes mesures de distance obtenues avec des céphéides*

leurs observations par une sous-densité locale. Ce point fait l'objet d'une controverse. Nous avons mesuré H_0 comme exposé plus haut, en faisant varier la coupure en z entre 1000 et 25 000 km s^{-1}. Les valeurs de H_0 obtenues varient de 4%. Nous retenons cette amplitude comme valeur de l'incertitude systématique.

Effet	Incertitude km s^{-1} Mpc^{-1}
Module de distance LMC	± 3.5
Détermination μ_{ceph}	± 4.1
Effet de la métallicité sur la relation PLC	$+0$ -2.5
Inhomogénéités locales	± 2.5

TAB. 8.7 – *Bilan des incertitudes systématiques sur la mesure de H_0*

Bilan des incertitudes systématiques sur la mesure de H_0 La table (8.7) résume les incertitudes systématiques sur la mesure de H_0. Ces différentes incertitudes proviennent de sources a priori indépendantes. Nous choisirons donc de les combiner quadratiquement. La valeur de H_0 finalement mesurée est :

$$H_0 = 67.4 \pm 2 \text{ (err. int.) } {}^{+5.9}_{-6.4} \text{ (err.ext.)} \quad \text{km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1} \tag{8.23}$$

Conclusion

En cumulant les données photométriques de SNIa publiées à ce jour, et le jeu de courbes de lumière produites au cours de ce travail de thèse, nous disposons d'un lot d'une trentaine de SNIa bien mesurées dans les bandes photométriques B et V.

Nous avons développé une méthode originale de reconstruction des valeurs de la magnitude au maximum et du taux de décroissance des SNIa à partir des mesures photométriques. Ces mesures ont été intégrées dans une analyse visant à contraindre les paramètres de la relation dite de « standardisation » liant la valeur de la magnitude des SNIa au maximum, leur taux de décoissance (mesuré par le $\Delta m_{15}(B)$) et leur couleur au maximum (estimée par la quantité $(B - V)_{max}$). Une valeur de $H_0 = 67.4 \pm 2$ (err.int.) ${}^{+5.9}_{-6.4}$ (err.ext.) km s^{-1} Mpc^{-1} a été déterminée simultanément.

Conclusion

Ce travail de thèse porte principalement sur la recherche de SNIa proches et intermédiaires à l'aide du télescope à grand champ Marly, utilisé par la collaboration EROS2, ainsi que l'étude des courbes de lumière des SNIa détectées.

Une part importante de ce travail a tout d'abord consisté à détecter des lots importants de supernovæ dans la gamme de décalage spectral « naturelle » de la recherche EROS2 : $0.05 \leq z \leq 0.2$. En deux ans, près d'une soixantaine de supernovæ ont été détectées, confirmant les capacités de découverte du programme de recherche de supernovæ mené par la collaboration EROS2.

L'obtention des moyens de suivi importants nécessaires à l'étude d'une vingtaine de SNIa s'est révélé problématique. A ce jour, c'est encore la principale difficulté à laquelle se heurtent les recherches de supernovæ. L'utilisation du télescope Marly a été un temps envisagée et une calibration plus précise de ce télescope entreprise dans ce but. Cependant, il est vite apparu que le caractère non standard des bandes passantes de ce télescope, ainsi que les différences mal connues entres les répenses des CCD des mosaïques interdisaient une calibration avec une précision meilleure que 10%.

En février et mars 1999, EROS2 a participé à une recherche commune menée par le *Supernova Cosmology Project*. A cette occasion, les moyens de découverte et de suivi de 9 groupes ont pu être mis en commun. Près de 50 supernovæ ont été découvertes par le consortium en l'espace de deux mois, parmi lesquelles une vingtaine étaient des SNIa proches, découvertes au plus tard une semaine après maximum. Ces vingt découvertes ont bénéficié d'un suivi photométrique et spectroscopique important.

La production et l'étude des courbes de lumière des SNIa découvertes puis suivies au printemps 1999, dans les bandes $BVRI$ a représenté le travail le plus important effectué dans le cadre de cette thèse. L'analyse était compliquée par la diversité des télescopes de suivi utilisés par le consortium, et par l'inhomogénéité des données qui en résulte. Des outils spécifiques ont été développés dans le cadre de la bibliothèque `Peida++` pour uniformiser les images de suivi et les indexer dans une base de données simplifiée.

L'analyse photométrique des SNIa découvertes au printemps 1999 a demandé la mise au point de plusieurs méthodes : photométrie d'ouverture avec modélisation locale du fond variable de la galaxie hôte, ajustement simultané sur l'ensemble supernova + galaxie d'un modèle de PSF et d'un modèle du profil de luminosité de la galaxie hôte. Enfin, une méthode de photométrie différentielle a été adaptée au traitement de nos images.

La production de courbes de lumières définitives a demandé un important travail pour intercalibrer les 10 télescopes qui ont participé au suivi photométrique. Le télescope « Danois » de 1.54 m de diamètre (ESO, La Silla) a été calibré de manière absolue et a servi de référence pour calibrer les autres télescopes.

Les supernovæ bien mesurées de ce lot présentent des caractéristiques photométriques comparables aux SNIa étudiées auparavant dans la littérature, en étant en moyenne un peu plus lointaines. Elles ne sont toutefois pas suffisamment nombreuses pour pouvoir complètement déterminer des relations de standardisation, mais elles complètent utilement la statistique disponible.

Notons aussi que ce lot comporte quelques objets « extrêmes ». Par exemple `SN1999aw` est plus lumineuse que la moyenne et présente un taux de décroissance faible, comme d'autres SNIa étudiées dans la littérature (`SN1991T`).

Le lot de courbes de lumière obtenues a été intégré à une analyse englobant une cinquantaine de supernovæ proches et intermédiaires. Les relations de standardisation liant magnitude au maximum dans la bande B, $\Delta m_{15}(B)$ et couleur ont été étudiées. Enfin, une valeur de $H_0 = 67.4 \pm 2$ (err.int.) $^{+5.9}_{-6.4}$ (err.ext.) km s^{-1} Mpc^{-1} a été mesurée à l'aide de ces supernovæ et des calibrateurs utilisés par le *Hubble Space Telescope Key Project*.

L'étude du lot de supernovæ découvertes au printemps 1999 n'est cependant pas encore terminée. En particulier, chacune de ces SNIa a bénéficié d'un suivi spectroscopique intensif dont la majeure partie reste encore à exploiter. Ces données permettront d'étudier les SNIa individuellement, de calculer avec plus de précision les corrections$-K$ nécessaires pour les comparer à d'autres objets plus proches ou plus lointains. Enfin, la constitution d'une base de données spectrales aussi étendue que possible est un outil indispensable pour classer, dater et étudier les SNIa à grand décalage spectral. Ces données permettront également de tester les modèles d'explosion.

La constitution, puis l'analyse en cours de ces données proches est un succès incontestable : il suffit de comparer les trois mois qu'a duré la recherche puis le suivi des découvertes aux quatre ans nécessaires au *Calán-Tololo Supernova Search*. Il n'en reste pas moins que la collecte des lots dix fois plus importants qui sont nécessaires à la poursuite de cette activité ne pourra pas se faire par les mêmes méthodes. En effet, si la détection de SNe est actuellement bien maîtrisée et ne constitue plus un facteur limitant, le suivi des découvertes, avec la multitude de télescopes différents qu'il implique est très coûteux et son analyse longue et difficile. Ce suivi ne peut donc être réalisé que difficilement à plus grande échelle selon les mêmes méthodes et avec les mêmes instruments. C'est pourquoi des progrès significatifs demandent maintenant la mise en œuvre de nouveaux instruments, tels que ceux proposés dans les projets SNIFS et SNAP.

Annexe A

Magnitudes et Cartes de champ des SNIa de 1999

A.1 `SN1999aa`

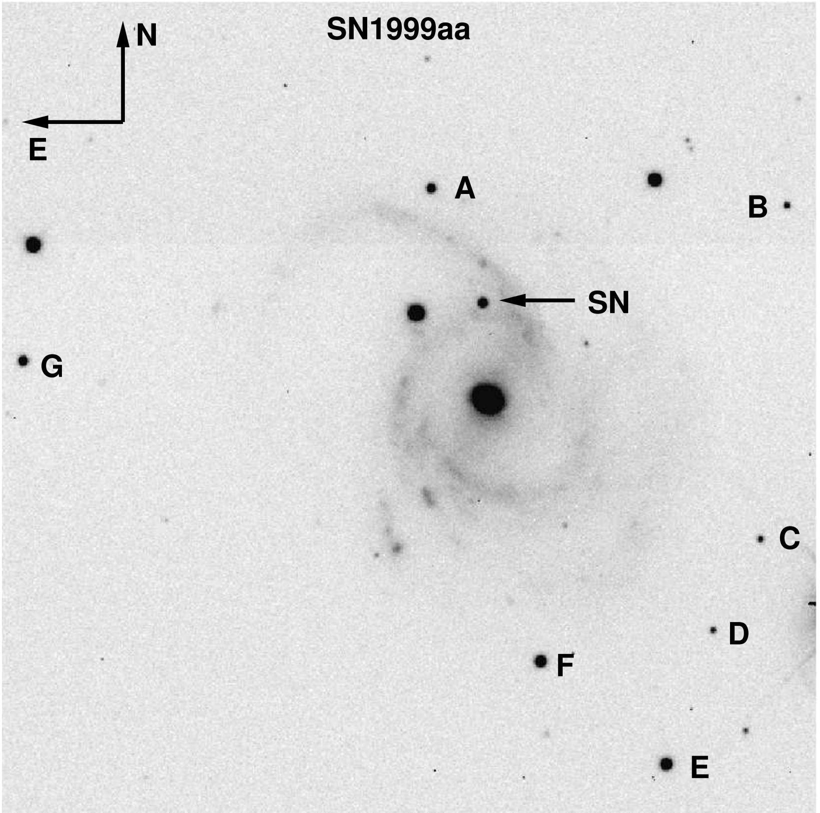


FIG. A.1 – *Supernova* `SN1999aa`. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.1.*

Star	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	16.77	0.79	0.46	0.41	0.87
B	18.49	1.27	0.83	0.74	1.58
C	18.54	1.41	1.01	1.08	2.09
D	18.81	0.79	0.55	0.50	1.05
E	15.58	0.73	0.43	—	—
F	15.83	0.79	0.48	0.43	0.91
G	16.53	0.60	0.35	0.35	0.71

TAB. A.1 – *Supernova* `SN1999aa`*, magnitudes d'étoiles du champ.*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1221.25	15.69 (0.06)		14.89 (0.56)		Lick 1.00 m	# 1
1222.25	15.55 (0.04)	15.61 (0.04)	15.61 (0.05)	15.63 (0.05)	YALO 1.00 m	#30
1223.25	15.36 (0.04)	15.43 (0.04)	15.41 (0.05)	15.41 (0.05)	YALO 1.00 m	#30
1225.25	15.11 (0.04)	15.18 (0.04)	15.22 (0.05)	15.25 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1227.25	14.92 (0.05)	14.98 (0.04)	15.01 (0.04)		Lick 1.00 m	# 1
1229.00	14.84 (0.04)				YALO 1.00 m	#30
1229.25		14.87 (0.04)	15.00 (0.05)	15.10 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1232.00	14.80 (0.04)	14.81 (0.04)	14.94 (0.05)	15.10 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1235.00	14.83 (0.04)	14.83 (0.04)	14.97 (0.05)	15.23 (0.05)	YALO 1.00 m	#30
1241.00	15.05 (0.04)	14.94 (0.04)	15.16 (0.05)	15.44 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1243.25	15.36 (0.04)	15.04 (0.04)			Lick 1.00 m	# 3
1243.50			15.16 (0.04)		Lick 1.00 m	# 3
1244.25	15.28 (0.04)	15.10 (0.04)	15.41 (0.05)	15.70 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1247.00	15.55 (0.04)	15.27 (0.04)	15.63 (0.05)	15.84 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1247.25	15.64 (0.04)	15.24 (0.04)	15.43 (0.04)		Lick 1.00 m	# 3
1252.00	16.08 (0.04)	15.53 (0.04)	15.67 (0.05)	15.84 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1255.00	16.40 (0.04)	15.67 (0.04)	15.64 (0.05)	15.78 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1258.00	16.65 (0.04)	15.82 (0.04)	15.61 (0.04)	15.67 (0.04)	CTIO 1.50 m	#15
1259.00	16.77 (0.04)	15.85 (0.04)	15.64 (0.05)		YALO 1.00 m	#30
1259.25				15.70 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1265.00	17.23 (0.04)	16.13 (0.04)	15.81 (0.05)	15.67 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1274.00	17.53 (0.04)	16.64 (0.04)	16.32 (0.04)	16.09 (0.04)	CTIO 1.50 m	#15
1281.25	17.91 (0.09)	16.89 (0.05)	16.62 (0.05)		Lick 1.00 m	# 1
1284.25	17.84 (0.07)	16.98 (0.05)	16.79 (0.07)		Lick 1.00 m	# 1
1288.00				16.79 (0.04)	JKT 1.00 m	# 9
1289.25	18.04 (0.18)	17.14 (0.08)	16.93 (0.07)		Lick 1.00 m	# 1
1293.25	18.05 (0.09)	17.18 (0.10)	16.98 (0.07)	17.13 (0.10)	Lick 1.00 m	# 1
1294.25	18.08 (0.23)	17.16 (0.26)	16.98 (0.11)	16.83 (0.22)	Lick 1.00 m	# 1
1303.25	18.27 (0.09)	17.48 (0.07)	17.32 (0.06)	17.47 (0.08)	Lick 1.00 m	# 3
1304.25	18.16 (0.05)	17.47 (0.05)	17.34 (0.05)	17.51 (0.06)	Lick 1.00 m	# 3
1308.25	18.16 (0.09)	17.60 (0.14)	17.52 (0.17)		Lick 1.00 m	# 3

TAB. A.2 – *Magnitudes calibrées de la supernova* `SN1999aa` *dans les bandes passantes $BVRI$.*

A.2 SN1999ac

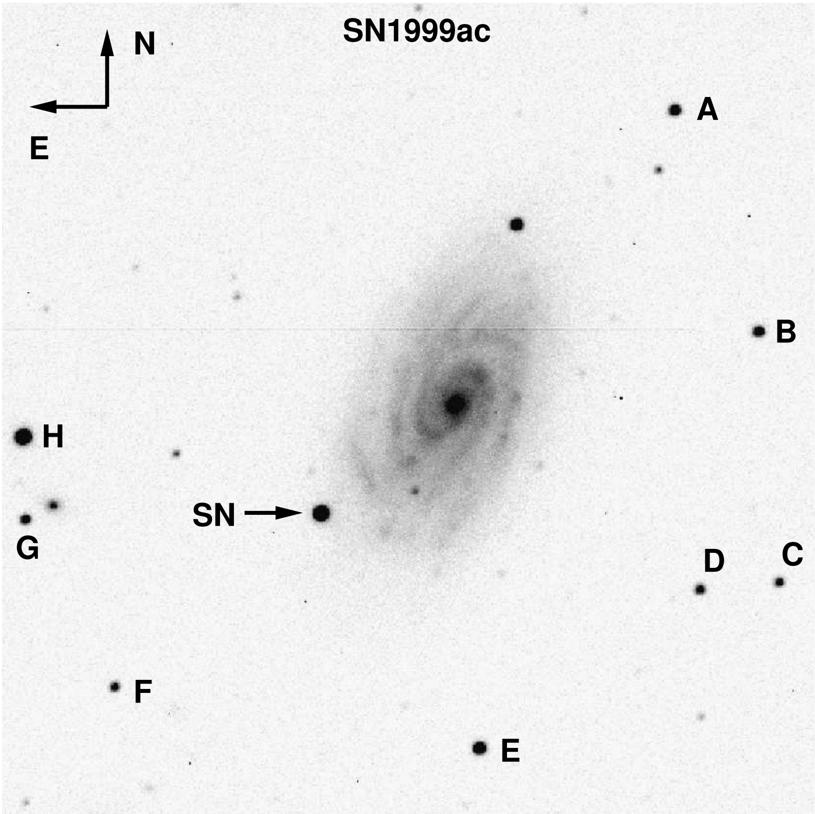


FIG. A.2 – *Supernova* SN1999ac. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.3.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	17.80	0.92	0.53	0.53	1.06
B	18.01	0.82	0.43	0.45	0.87
C	18.71	0.99	0.64	0.62	1.26
D	18.61	0.73	0.47	0.49	0.95
E	17.24	0.67	0.39	0.43	0.82
F	18.72	0.77	0.44	0.47	0.91
G	18.43	0.47	0.31	0.33	0.64
H	15.85	1.06	—	—	1.17

TAB. A.3 – *Supernova* SN1999ac, *magnitudes d'étoiles du champ.*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1238.50	15.41 (0.04)	15.43 (0.04)	15.44 (0.05)	15.39 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1241.00	14.88 (0.04)	14.90 (0.04)	14.89 (0.04)	14.89 (0.04)	Danois 1.54 m	#17
1242.00	14.73 (0.04)	14.75 (0.04)		14.73 (0.04)	Danois 1.54 m	#17
1247.50	14.39 (0.04)	14.28 (0.04)	14.44 (0.04)		Lick 1.00 m	# 3
1250.50		14.06 (0.05)	14.15 (0.05)		Lick 1.00 m	# 2
1258.50	14.65 (0.04)	14.24 (0.04)	14.25 (0.04)	14.54 (0.04)	CTIO 1.50 m	#15
1259.50	14.75 (0.05)	14.29 (0.05)	14.28 (0.05)		Lick 1.00 m	# 2
1273.25	16.13 (0.05)	15.11 (0.05)	14.80 (0.05)	14.67 (0.05)	CTIO 0.90 m	#33
1280.50	16.57 (0.05)	15.45 (0.04)	15.08 (0.04)		Lick 1.00 m	# 1
1283.50	16.69 (0.08)	15.61 (0.05)	15.32 (0.04)		Lick 1.00 m	# 1
1284.25		15.71 (0.04)		15.18 (0.04)	JKT 1.00 m	# 9
1284.50	16.76 (0.04)	15.72 (0.04)	15.39 (0.04)		Lick 1.00 m	# 1
1285.25				15.25 (0.04)	JKT 1.00 m	# 9
1287.25		15.92 (0.04)	15.50 (0.04)		JKT 1.00 m	# 9
1288.25		16.07 (0.13)			Lick 1.00 m	# 1
1288.50	16.90 (0.11)		15.60 (0.04)		Lick 1.00 m	# 1
1288.50	16.93 (0.04)	15.95 (0.04)	15.67 (0.04)	15.32 (0.04)	KPNO 2.10 m	#13
1289.25	16.98 (0.04)	16.00 (0.04)	15.65 (0.04)	15.38 (0.04)	JKT 1.00 m	# 9
1289.50	17.06 (0.09)	15.97 (0.04)	15.65 (0.04)		Lick 1.00 m	# 1
1290.25	16.99 (0.04)	16.03 (0.04)	15.70 (0.04)	15.44 (0.04)	JKT 1.00 m	# 9
1293.50	17.17 (0.05)	16.13 (0.04)	15.88 (0.04)	15.59 (0.04)	Lick 1.00 m	# 1
1294.25	17.09 (0.07)	16.13 (0.06)	15.88 (0.04)	15.58 (0.04)	Lick 1.00 m	# 1
1294.25	17.02 (0.04)	16.16 (0.04)	15.90 (0.04)	15.61 (0.04)	CTIO 1.50 m	#15
1295.25	17.08 (0.04)	16.20 (0.04)	15.91 (0.04)	15.69 (0.04)	CTIO 1.50 m	#15
1303.25		16.44 (0.04)			Lick 1.00 m	# 3
1303.50	17.37 (0.04)		16.22 (0.04)	16.03 (0.04)	Lick 1.00 m	# 3
1304.25	17.44 (0.04)	16.45 (0.04)		16.07 (0.04)	Lick 1.00 m	# 3
1304.50			22.30 (84.96)		Lick 1.00 m	# 3
1308.25	17.45 (0.05)	16.55 (0.04)	16.37 (0.04)		Lick 1.00 m	# 3
1308.50	17.43 (0.04)				Lick 1.00 m	# 3
1309.25		16.53 (0.04)			Lick 1.00 m	# 3
1309.50	17.37 (0.04)	16.54 (0.04)	16.39 (0.04)	16.24 (0.04)	Lick 1.00 m	# 3
1313.00	17.50 (0.04)	16.65 (0.04)		16.46 (0.04)	JKT 1.00 m	# 9
1313.25				16.44 (0.04)	JKT 1.00 m	# 9
1313.50	17.49 (0.05)	16.60 (0.04)	16.49 (0.04)	16.40 (0.04)	Lick 1.00 m	# 3
1314.50		16.65 (0.04)	16.53 (0.04)	16.44 (0.04)	Lick 1.00 m	# 3
1337.50		17.28 (0.04)	17.28 (0.04)	17.31 (0.04)	CFHT 3.50 m	#22
1338.50	17.86 (0.04)				CFHT 3.50 m	#22

TAB. A.4 – *Magnitudes calibrées de la supernova* SN1999ac *dans les bandes passantes* $BVRI$.

A.3 SN1999af

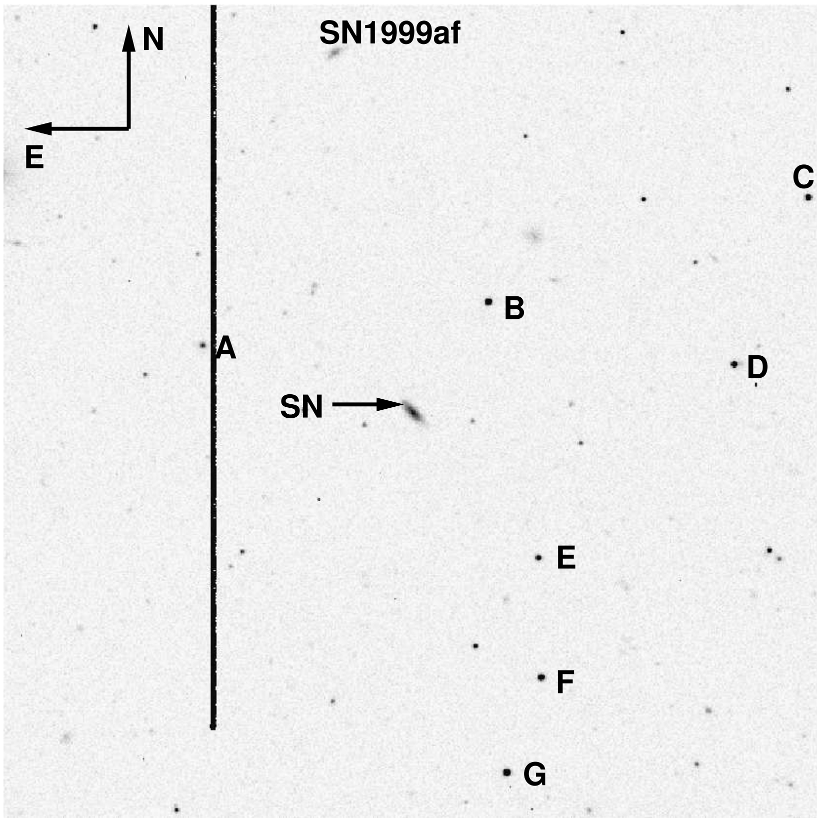


FIG. A.3 – *Supernova* SN1999af. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.5.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	19.96	0.40	0.40	0.35	0.74
B	18.66	0.91	0.61	0.52	1.14
C	18.73	1.44	1.17	1.29	2.46
D	18.82	0.83	0.71	0.54	1.24
E	19.63	0.33	0.37	0.31	0.68
F	18.68	0.94	0.60	0.55	1.15
G	18.17	0.59	0.42	0.42	0.84

TAB. A.5 – *Supernova* SN1999af, *magnitudes d'étoiles du champ.*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1222.25				20.32 (1.41)	MARLY 1.00 m	#32
1223.25		21.35 (1.27)		21.14 (1.63)	MARLY 1.00 m	#32
1225.25	20.77 (0.61)	21.40 (0.89)	19.98 (0.40)	19.71 (1.08)	YALO 1.00 m	#30
1231.25	20.73 (0.65)	20.52 (0.11)	20.03 (0.46)	20.80 (1.95)	YALO 1.00 m	#30
1235.25	20.76 (0.18)	20.35 (0.18)	20.02 (0.13)	19.66 (0.31)	YALO 1.00 m	#30
1235.25		20.65 (0.59)			MARLY 1.00 m	#32
1238.25	19.81 (0.97)		20.36 (0.43)	20.51 (0.63)	YALO 1.00 m	#30
1247.50		19.48 (0.82)			Lick 1.00 m	# 3
1248.25	21.51 (0.44)	22.51 (0.64)	21.05 (0.42)		YALO 1.00 m	#30
1250.50		22.15 (1.54)			Lick 1.00 m	# 2
1258.50	22.43 (0.67)	21.91 (0.42)			CTIO 1.50 m	#15
1275.25	22.34 (0.87)	22.00 (0.84)	21.02 (0.29)	20.11 (0.55)	CTIO 1.50 m	#15
1337.50		22.08 (0.54)	20.88 (0.55)	20.14 (0.35)	CFHT 3.50 m	#22
1338.25	21.86 (0.32)				CFHT 3.50 m	#22

TAB. A.6 – *Magnitudes calibrées de la supernova* `SN1999af` *dans les bandes passantes* $BVRI$.

A.4 SN1999ao

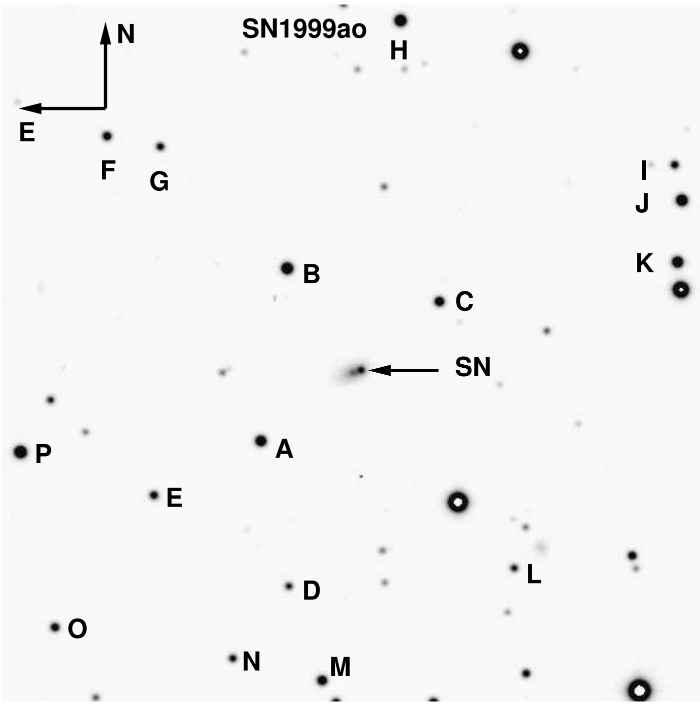


FIG. A.4 – *Supernova* SN1999ao. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.7.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	16.49	0.86	0.50	0.49	0.99
B	16.11	0.71	0.39	0.39	0.79
C	16.95	0.55	0.32	0.35	0.67
D	17.99	0.99	0.59	0.52	1.11
E	17.55	0.59	0.36	0.37	0.73
F	17.30	1.24	0.80	0.73	1.53
G	17.71	0.59	0.38	0.37	0.75
H	16.04	0.58	0.34	0.35	0.69
I	17.64	0.49	0.29	0.35	0.64
J	16.19	0.50	0.30	0.33	0.64
K	16.31	0.56	0.34	0.36	0.70
L	17.95	0.63	0.38	0.38	0.76
M	16.94	0.44	0.27	0.31	0.57
N	17.82	0.85	0.49	0.48	0.96
O	17.43	1.22	0.78	0.69	1.46
P	15.85	1.14	—	—	—

TAB. A.7 – *Supernova* SN1999ao*, magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1246.00	17.72 (0.05)	17.67 (0.05)	17.65 (0.05)	18.10 (0.07)	CTIO 1.50 m	#14
1248.00	17.65 (0.03)	17.69 (0.05)	17.70 (0.06)	18.00 (0.09)	YALO 1.00 m	#30
1251.00	17.85 (0.05)	17.68 (0.04)	17.66 (0.04)	18.03 (0.04)	Danois 1.54 m	#17
1251.00	17.86 (0.04)	17.73 (0.05)	17.68 (0.07)	17.84 (0.13)	YALO 1.00 m	#30
1255.00	18.24 (0.03)				YALO 1.00 m	#30
1255.25		17.99 (0.05)	18.13 (0.08)	18.15 (0.16)	YALO 1.00 m	#30
1258.00	18.62 (0.07)	18.21 (0.05)	18.23 (0.06)	18.72 (0.15)	CTIO 1.50 m	#15
1259.00	18.61 (0.06)	18.20 (0.06)	17.98 (0.08)		YALO 1.00 m	#30
1263.00	19.16 (0.10)	18.51 (0.09)	18.30 (0.10)	18.52 (0.22)	YALO 1.00 m	#30
1264.00	19.33 (0.19)				Danois 1.54 m	#17
1265.00		18.65 (0.07)	18.34 (0.05)	18.50 (0.08)	Danois 1.54 m	#17
1274.00	20.00 (0.13)	19.10 (0.06)	18.54 (0.05)	18.20 (0.07)	CTIO 1.50 m	#15
1284.00	20.57 (0.07)	19.77 (0.06)	19.29 (0.04)	19.06 (0.07)	ESO 3.60 m	#21
1290.00	20.83 (0.12)	19.95 (0.09)	19.57 (0.07)	19.51 (0.13)	ESO 3.60 m	#21
1294.00			19.15 (0.21)		YALO 1.00 m	#30
1297.00	21.44 (1.14)	20.21 (0.27)	19.68 (0.18)	19.70 (0.23)	Danois 1.54 m	#17
1298.00	19.88 (0.57)	20.46 (0.57)			YALO 1.00 m	#30
1301.00	20.26 (0.96)	19.81 (0.43)	19.55 (0.31)	19.60 (0.46)	Danois 1.54 m	#17
1314.00		19.95 (0.22)			YALO 1.00 m	#30
1315.00	20.80 (0.14)				YALO 1.00 m	#30

TAB. A.8 – *Magnitudes calibrées de la supernova* `SN1999ao` *dans les bandes passantes $BVRI$.*

A.5 SN1999ar

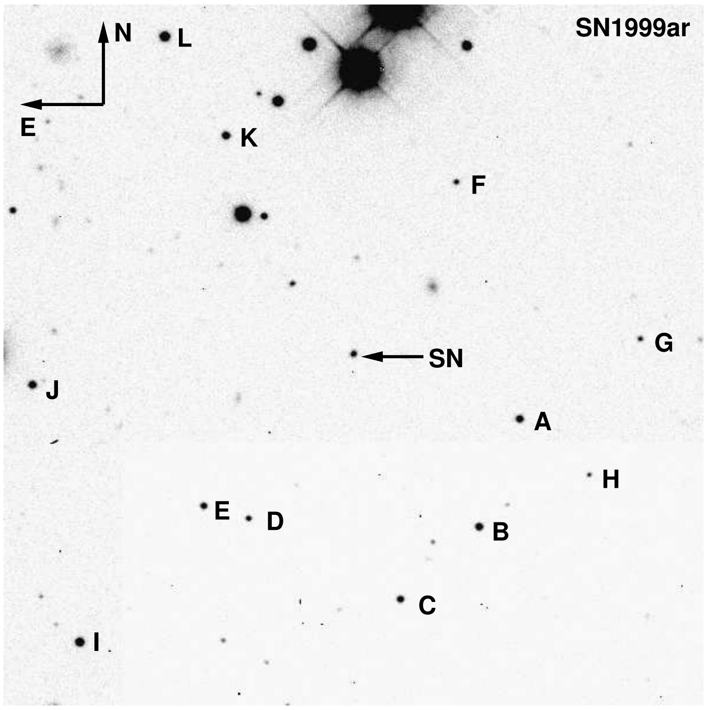


FIG. A.5 – *Supernova* SN1999ar. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.9.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	18.50	0.74	0.46	0.40	0.86
B	18.29	1.36	0.90	0.93	1.83
C	18.69	1.36	0.90	0.97	1.87
D	19.39	1.11	0.68	0.60	1.28
E	18.82	1.46	1.10	1.35	2.45
F	19.70	1.11	0.67	0.63	1.31
G	19.84	1.02	0.53	0.52	1.04
H	20.18	1.59	1.15	1.44	2.59
I	17.63	—	0.87	0.86	1.73
J	18.27	0.83	0.46	0.49	0.95
K	18.16	0.68	0.41	0.47	0.88
L	17.10	1.12	0.68	0.61	1.29

TAB. A.9 – *Supernova* SN1999ar*, magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1246.00			19.69 (0.05)		CTIO 1.50 m	#14
1247.25	20.07 (0.40)	19.49 (0.21)			Lick 1.00 m	# 3
1248.25	19.87 (0.05)	19.66 (0.11)	19.74 (0.10)	19.56 (0.28)	YALO 1.00 m	#30
1252.25	19.97 (0.12)	19.71 (0.09)	19.74 (0.09)	19.48 (0.28)	YALO 1.00 m	#30
1256.00	20.13 (0.07)				YALO 1.00 m	#30
1256.25		19.72 (0.09)	19.73 (0.10)	19.62 (0.22)	YALO 1.00 m	#30
1257.25	20.26 (0.14)	19.56 (0.11)		19.44 (0.15)	CTIO 0.90 m	#34
1257.25	20.32 (0.14)	19.89 (0.12)		20.09 (0.14)	CTIO 0.90 m	#34
1258.00	20.43 (0.07)	19.76 (0.05)	19.84 (0.05)		CTIO 1.50 m	#15
1259.25	20.57 (0.99)				Lick 1.00 m	# 2
1261.00	20.46 (0.09)	19.98 (0.10)	19.97 (0.10)	20.06 (0.26)	YALO 1.00 m	#30
1267.25	21.19 (0.34)	20.22 (0.11)			CTIO 0.90 m	#34
1274.00		20.79 (0.11)			CTIO 1.50 m	#15
1274.25				20.25 (0.15)	CTIO 1.50 m	#15
1274.25			20.64 (0.30)	19.95 (0.30)	CTIO 0.90 m	#34
1275.25		20.64 (0.46)			CTIO 0.90 m	#34
1276.25			20.35 (0.07)		CTIO 1.50 m	#35
1276.25			20.35 (0.09)		CTIO 1.50 m	#35
1277.25	22.46 (0.30)	20.98 (0.09)		20.38 (0.12)	CTIO 1.50 m	#35
1284.25	22.73 (0.57)	21.60 (0.28)	20.86 (0.19)		KPNO 2.10 m	#13
1288.25	22.98 (0.48)	21.64 (0.16)	21.10 (0.12)		KPNO 2.10 m	#13
1296.00			21.69 (0.24)	21.28 (0.31)	CTIO 1.50 m	#35
1305.00		22.00 (0.26)	21.50 (0.21)	20.17 (0.44)	CTIO 1.50 m	#14
1308.00		22.28 (0.25)	21.88 (0.26)		Danois 1.54 m	#17

TAB. A.10 – *Magnitudes calibrées de la supernova* `SN1999ar` *dans les bandes passantes* $BVRI$.

A.6 SN1999au

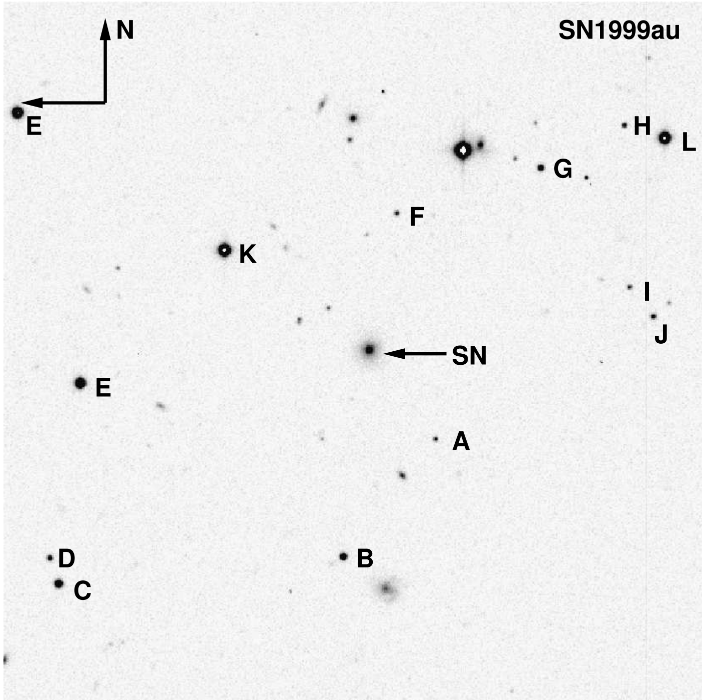


FIG. A.6 – *Supernova* SN1999au. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.11.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	20.30	0.49	0.31	0.33	0.65
B	18.30	0.55	0.36	0.33	0.69
C	17.60	0.83	0.50	0.44	0.94
D	19.41	1.33	0.90	0.84	1.73
E	16.33	1.39	—	—	—
F	20.05	1.04	0.67	0.61	1.28
G	18.83	0.45	0.29	0.29	0.58
H	19.90	1.23	0.85	0.73	1.58
I	20.13	0.56	0.27	0.39	0.66
J	19.61	0.90	0.55	0.52	1.06
K*	15.44	0.43	0.78	1.12	1.90
L*	15.68	0.65	—	—	—

TAB. A.11 – *Supernova* SN1999au*, magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1249.00	19.90 (0.16)	19.37 (0.07)	18.87 (0.09)		YALO 1.00 m	#30
1251.00	20.13 (0.07)	19.59 (0.04)	19.48 (0.04)	20.01 (0.03)	Danois 1.54 m	#17
1251.25	20.06 (0.10)	19.47 (0.08)	19.10 (0.09)	19.56 (0.25)	YALO 1.00 m	#30
1256.00	20.42 (0.09)	19.88 (0.05)	19.78 (0.04)	20.17 (0.11)	Danois 1.54 m	#17
1257.00	20.74 (0.15)	20.08 (0.11)			CTIO 0.90 m	#34
1258.00	20.96 (0.18)	19.98 (0.08)	19.83 (0.08)	20.08 (0.16)	CTIO 1.50 m	#15
1259.25	20.90 (0.47)	20.08 (0.13)	19.37 (0.09)	20.26 (0.29)	YALO 1.00 m	#30
1261.00	20.90 (0.12)	20.25 (0.06)	19.94 (0.04)	19.98 (0.06)	Danois 1.54 m	#17
1262.00	21.17 (0.42)	20.22 (0.16)	19.54 (0.11)	20.26 (0.34)	YALO 1.00 m	#30
1266.00	21.25 (0.57)				YALO 1.00 m	#30
1266.00			19.99 (0.24)		CTIO 0.90 m	#34
1267.00			19.97 (0.26)	19.62 (0.21)	CTIO 0.90 m	#34
1267.00			20.02 (0.30)		CTIO 0.90 m	#34
1275.00				19.77 (0.25)	CTIO 0.90 m	#34
1275.25			20.36 (0.20)		CTIO 0.90 m	#34
1276.00	21.63 (0.24)		19.77 (0.06)	20.10 (0.08)	CTIO 1.50 m	#35
1277.00		20.54 (0.09)	20.31 (0.09)	20.09 (0.09)	CTIO 1.50 m	#35
1277.00			20.46 (0.09)		CTIO 1.50 m	#35
1284.25		21.60 (0.17)	20.80 (0.11)	20.80 (0.16)	KPNO 2.10 m	#13
1285.00				21.05 (0.10)	JKT 1.00 m	# 9
1296.00		21.86 (0.28)	20.74 (0.23)	21.57 (0.48)	CTIO 1.50 m	#35
1304.00		20.93 (0.18)	20.97 (0.14)	20.59 (0.30)	CTIO 1.50 m	#14
1304.00	22.58 (0.35)	21.80 (0.15)	21.00 (0.18)		Danois 1.54 m	#17
1305.00		21.14 (0.19)	20.62 (0.17)	20.88 (0.40)	CTIO 1.50 m	#14
1305.00				21.26 (0.13)	Danois 1.54 m	#17

TAB. A.12 – *Magnitudes calibrées de la supernova* SN1999au *dans les bandes passantes $BVRI$.*

A.7 SN1999av

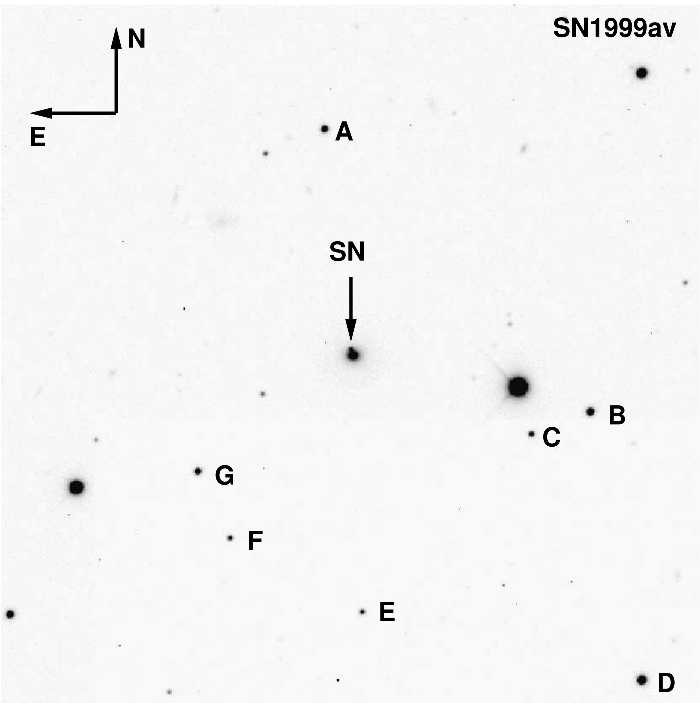


FIG. A.7 – *Supernova* SN1999av. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.13.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	16.94	0.58	0.36	0.39	0.75
B	16.46	0.89	0.53	0.48	1.01
C	17.85	0.31	0.20	0.26	0.46
D	15.60	0.56	—	—	0.71
F	18.33	1.33	0.89	0.88	1.77
E	18.26	0.45	0.30	0.36	0.66
G	17.03	0.73	0.45	0.46	0.91

TAB. A.13 – *Supernova* SN1999av, *magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1249.25			17.81 (0.05)		YALO 1.00 m	#30
1251.25		18.04 (0.03)		18.08 (0.08)	YALO 1.00 m	#30
1254.00	18.54 (0.04)	18.25 (0.03)	18.16 (0.05)	18.76 (0.09)	YALO 1.00 m	#30
1258.25	19.30 (0.05)	18.58 (0.03)	18.40 (0.03)	18.90 (0.08)	CTIO 1.50 m	#15
1258.25	19.10 (0.14)	18.54 (0.05)	18.36 (0.07)		YALO 1.00 m	#30
1262.00	19.71 (0.22)	18.91 (0.06)	18.59 (0.06)		YALO 1.00 m	#30
1262.25				18.75 (0.11)	YALO 1.00 m	#30
1265.00	20.16 (0.10)				Danois 1.54 m	#17
1266.25		18.88 (0.13)			CTIO 0.90 m	#34
1267.25		19.31 (0.06)	18.66 (0.07)	18.55 (0.08)	CTIO 0.90 m	#34
1274.25		19.44 (0.28)	18.70 (0.17)		CTIO 0.90 m	#34
1275.00			19.25 (0.05)	19.11 (0.09)	CTIO 1.50 m	#15
1275.25		19.58 (0.22)	19.23 (0.14)	18.46 (0.19)	CTIO 0.90 m	#34
1275.25		19.82 (0.20)	19.29 (0.14)	18.98 (0.16)	CTIO 0.90 m	#34
1286.00				19.24 (0.09)	JKT 1.00 m	# 9
1289.00			19.98 (0.07)		JKT 1.00 m	# 9
1290.00		20.48 (0.07)			JKT 1.00 m	# 9
1296.00		21.03 (0.13)	20.68 (0.12)		CTIO 1.50 m	#35
1297.00				19.72 (0.21)	Danois 1.54 m	#17
1301.00			20.38 (0.12)		Danois 1.54 m	#17
1305.25		20.61 (0.11)	20.13 (0.09)		CTIO 1.50 m	#14

TAB. A.14 – *Magnitudes calibrées de la supernova* SN1999av *dans les bandes passantes* $BVRI$.

A.8 SN1999aw

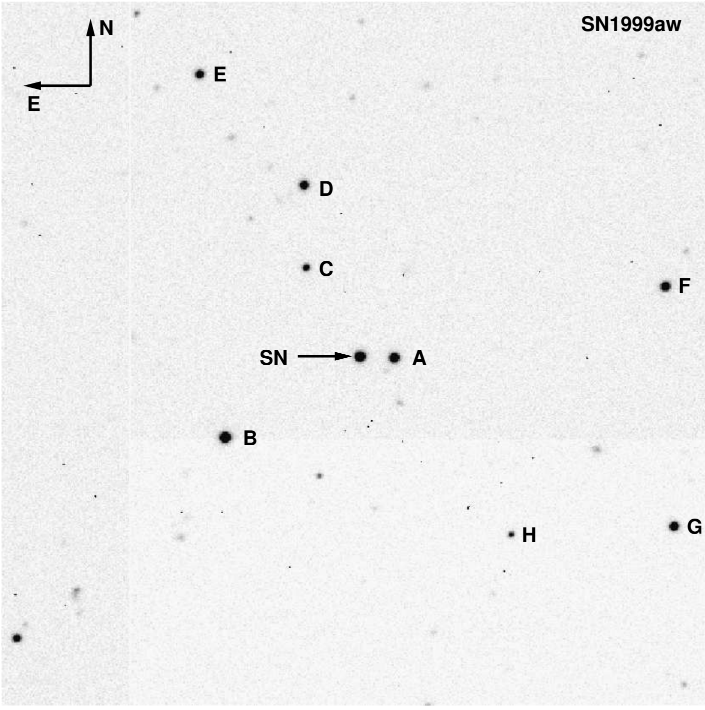


FIG. A.8 – *Supernova* SN1999aw. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.15.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	17.27	1.27	0.81	0.84	1.65
B	16.77	0.55	0.32	0.36	0.67
C	18.62	0.66	0.37	0.42	0.79
D	17.72	0.78	0.45	0.45	0.90
E	17.94	0.69	0.39	0.41	0.79
F	17.55	0.38	0.32	0.47	0.79
G	17.67	0.85	0.48	0.49	0.97
H	19.42	1.43	1.07	1.25	2.33

TAB. A.15 – *Supernova* SN1999aw*, magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1249.25	16.70 (0.03)	16.87 (0.03)	16.99 (0.05)	17.04 (0.04)	YALO 1.00 m	#30
1254.25	16.65 (0.03)	16.74 (0.03)	16.90 (0.05)	17.18 (0.05)	YALO 1.00 m	#30
1257.25	16.79 (0.05)	16.68 (0.05)			CTIO 0.90 m	#34
1258.25	16.93 (0.04)	16.75 (0.03)	16.73 (0.03)	17.43 (0.04)	CTIO 1.50 m	#15
1258.25	16.77 (0.03)	16.85 (0.03)	16.93 (0.05)	17.40 (0.05)	YALO 1.00 m	#30
1261.25	16.93 (0.03)	16.90 (0.03)	17.06 (0.05)	17.50 (0.05)	YALO 1.00 m	#30
1265.00	17.09 (0.03)	16.96 (0.03)	17.02 (0.03)	17.65 (0.03)	Danois 1.54 m	#17
1265.00	17.06 (0.03)	17.04 (0.03)	17.18 (0.05)	17.71 (0.06)	YALO 1.00 m	#30
1266.25	17.43 (0.05)	17.08 (0.05)	17.16 (0.06)	17.80 (0.06)	CTIO 0.90 m	#34
1266.25	17.29 (0.05)	17.07 (0.05)	17.08 (0.05)		CTIO 0.90 m	#34
1274.25	17.83 (0.06)	17.42 (0.05)	17.44 (0.05)	18.11 (0.08)	CTIO 0.90 m	#34
1274.25	17.85 (0.07)	17.36 (0.05)	17.39 (0.06)	18.06 (0.08)	CTIO 0.90 m	#34
1275.25	17.81 (0.14)	17.22 (0.11)	17.64 (0.07)		Lick 1.00 m	# 1
1275.25	17.76 (0.06)	17.27 (0.05)	17.57 (0.05)	18.16 (0.06)	CTIO 0.90 m	#34
1275.25	18.06 (0.05)	17.55 (0.05)			CTIO 0.90 m	#34
1276.25	18.07 (0.05)		17.49 (0.05)	18.09 (0.05)	CTIO 1.50 m	#35
1276.25	18.09 (0.05)		17.63 (0.05)	18.11 (0.05)	CTIO 1.50 m	#35
1277.25	18.19 (0.05)	17.60 (0.04)	17.53 (0.05)	18.10 (0.05)	CTIO 1.50 m	#35
1277.25		17.51 (0.04)	17.65 (0.05)	18.09 (0.05)	CTIO 1.50 m	#35
1280.25	18.15 (0.29)	17.63 (0.12)	17.17 (0.17)		Lick 1.00 m	# 1
1284.25	18.53 (0.16)	17.56 (0.11)	17.62 (0.10)		Lick 1.00 m	# 1
1285.00		17.89 (0.03)		17.87 (0.03)	JKT 1.00 m	# 9
1287.00				17.91 (0.03)	JKT 1.00 m	# 9
1288.25			17.60 (0.13)		Lick 1.00 m	# 1
1289.25			17.93 (0.22)		Lick 1.00 m	# 1
1291.25	19.06 (0.05)	18.25 (0.06)	17.86 (0.05)	17.66 (0.05)	CTIO 1.50 m	#35
1292.00	19.12 (0.11)	18.22 (0.05)	17.84 (0.05)	17.81 (0.07)	CTIO 1.50 m	#35
1292.00				17.87 (0.05)	CTIO 1.50 m	#35
1292.25	19.11 (0.09)				CTIO 1.50 m	#35
1293.25		18.39 (0.12)	17.93 (0.11)	17.81 (0.10)	Lick 1.00 m	# 1
1293.25	19.24 (0.42)				Unknown	#16
1296.00	19.28 (0.06)	18.47 (0.05)	18.13 (0.05)		CTIO 1.50 m	#35
1301.00	19.53 (0.03)	18.74 (0.04)	18.34 (0.03)	18.37 (0.04)	Danois 1.54 m	#17
1303.25		18.79 (0.08)	18.33 (0.06)		Lick 1.00 m	# 3
1303.25	19.49 (0.08)				CTIO 1.50 m	#14
1304.25	19.42 (0.06)	18.80 (0.05)	18.47 (0.05)	18.57 (0.06)	CTIO 1.50 m	#14
1313.00	19.67 (0.04)	19.13 (0.03)			YALO 1.00 m	#30
1313.25			18.85 (0.05)	19.00 (0.07)	YALO 1.00 m	#30
1337.25		19.71 (0.07)	19.49 (0.06)	20.17 (0.12)	CFHT 3.50 m	#22
1338.25	20.28 (0.12)				CFHT 3.50 m	#22

TAB. A.16 – *Magnitudes calibrées de la supernova* SN1999aw *dans les bandes passantes $BVRI$.*

A.9 SN1999ax

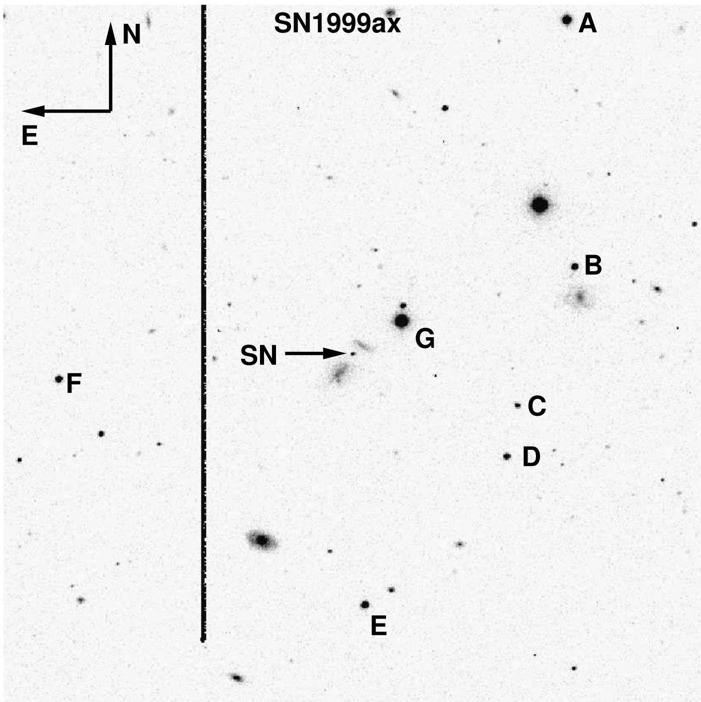


FIG. A.9 – *Supernova* SN1999ax. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.17.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	16.38	0.55	0.33	0.37	0.70
B	17.78	0.60	0.38	0.44	0.82
C	19.92	1.54	0.83	0.75	1.58
D	18.38	0.74	0.44	0.46	0.89
E	17.23	0.55	0.33	0.37	0.69
F	17.87	0.92	0.56	0.54	1.10
G	15.05	0.69	0.46	—	—

TAB. A.17 – *Supernova* SN1999ax, *magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1263.50			17.65 (0.16)		Lick 1.00 m	# 2
1280.50	20.32 (0.66)	19.13 (0.27)	18.54 (0.16)		Lick 1.00 m	# 1
1281.50	20.57 (0.54)	19.21 (0.14)	18.66 (0.07)		Lick 1.00 m	# 1
1283.50	20.14 (1.76)	19.44 (0.04)	18.71 (0.16)		Lick 1.00 m	# 1
1284.25			18.78 (0.45)		Lick 1.00 m	# 1
1284.50		19.85 (0.24)			Lick 1.00 m	# 1
1285.00				18.77 (0.04)	JKT 1.00 m	# 9
1286.25	20.68 (0.09)				JKT 1.00 m	# 9
1287.25		19.52 (0.04)			JKT 1.00 m	# 9
1288.25			19.12 (0.03)		JKT 1.00 m	# 9
1288.50	20.78 (0.10)	19.60 (0.04)	19.12 (0.03)	18.92 (0.05)	KPNO 2.10 m	#13
1289.25		19.58 (0.24)	19.31 (0.17)		Lick 1.00 m	# 1
1290.00			19.11 (0.05)		JKT 1.00 m	# 9
1290.25	20.99 (0.29)			19.10 (0.06)	JKT 1.00 m	# 9
1293.25			19.22 (0.11)	19.26 (0.15)	Lick 1.00 m	# 1
1293.50		19.79 (0.17)			Lick 1.00 m	# 1
1294.25	21.22 (0.21)				CTIO 1.50 m	#15
1295.25		20.17 (0.06)	19.46 (0.04)	19.18 (0.07)	CTIO 1.50 m	#15
1303.25		19.89 (0.16)	19.59 (0.10)	19.52 (0.10)	Lick 1.00 m	# 3
1304.25		19.80 (0.18)	19.56 (0.09)	19.62 (0.10)	Lick 1.00 m	# 3
1305.25	21.22 (0.11)	20.11 (0.06)	19.52 (0.06)	19.67 (0.12)	CTIO 1.50 m	#14
1308.25		20.28 (0.20)			Lick 1.00 m	# 3
1313.00	21.28 (0.14)	20.38 (0.09)	19.98 (0.06)		JKT 1.00 m	# 9
1314.00				19.85 (0.07)	JKT 1.00 m	# 9
1337.50		20.66 (0.15)	20.52 (0.12)	20.34 (0.19)	CFHT 3.50 m	#22
1338.50	21.84 (0.57)				CFHT 3.50 m	#22

TAB. A.18 – *Magnitudes calibrées de la supernova* SN1999ax *dans les bandes passantes* $BVRI$.

A.10 SN1999be

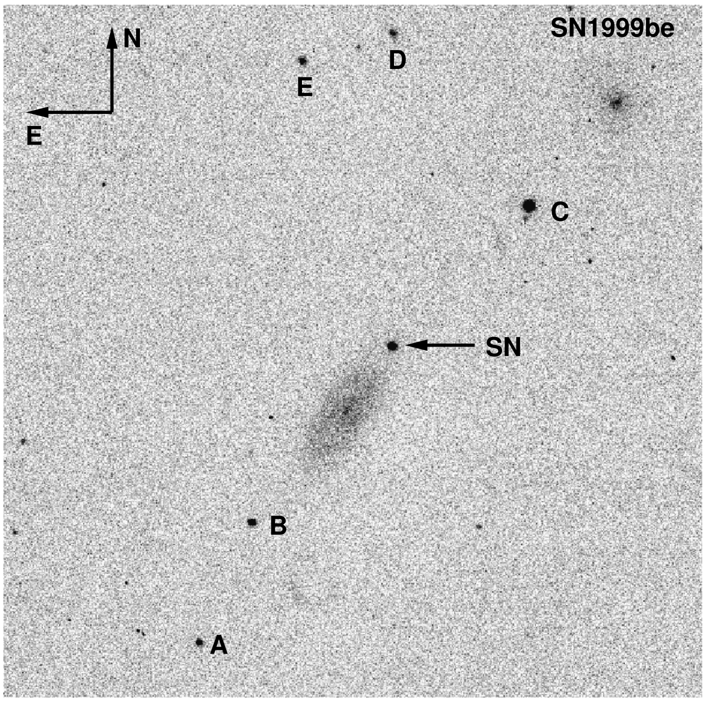


FIG. A.10 – *Supernova* SN1999be*. Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.19.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	18.05	0.84	0.51	0.51	1.02
B	17.46	0.60	0.36	0.39	0.75
C	15.80	1.01	0.61	0.55	1.15
D	18.63	1.14	0.65	0.69	1.34
E	18.02	1.18	0.79	0.75	1.54

TAB. A.19 – *Supernova* SN1999be*, magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	*B*	*V*	*R*	*I*	Télescope	Setup
1264.00	16.23 (0.06)	15.93 (0.05)			YALO 1.00 m	#30
1264.00	16.20 (0.05)	15.92 (0.05)			YALO 1.00 m	#30
1281.25	18.03 (0.12)	16.77 (0.05)	16.40 (0.05)		Lick 1.00 m	# 1
1284.25	17.99 (0.07)	16.92 (0.06)	16.50 (0.05)		Lick 1.00 m	# 1
1287.00				16.56 (0.04)	JKT 1.00 m	# 9
1288.25	18.45 (0.35)	17.28 (0.17)	16.81 (0.07)		Lick 1.00 m	# 1
1288.25		17.16 (0.08)			Lick 1.00 m	# 1
1289.25	18.34 (0.56)	17.20 (0.08)	16.83 (0.06)		Lick 1.00 m	# 1
1289.25	18.17 (0.37)				Lick 1.00 m	# 1
1293.25	18.47 (0.19)	17.48 (0.15)	17.06 (0.09)	16.88 (0.07)	Lick 1.00 m	# 1
1294.25	18.17 (0.28)	17.20 (0.11)	17.16 (0.09)	17.01 (0.12)	Lick 1.00 m	# 1
1303.25	18.56 (0.08)	17.65 (0.06)	17.35 (0.06)	17.38 (0.06)	Lick 1.00 m	# 3
1304.25	18.48 (0.06)	17.65 (0.05)	17.42 (0.05)	17.42 (0.06)	Lick 1.00 m	# 3
1309.25	18.56 (0.13)	17.78 (0.11)	18.47 (1.56)	17.51 (0.10)	Lick 1.00 m	# 3
1309.25		17.75 (0.07)			Lick 1.00 m	# 3
1314.25	18.73 (0.16)	17.93 (0.13)	17.74 (0.09)	17.77 (0.12)	Lick 1.00 m	# 3
1314.25	21.24 (28.70)				Lick 1.00 m	# 3
1339.25	18.90 (0.06)	18.60 (0.06)	18.44 (0.06)	18.72 (0.04)	CFHT 3.50 m	#22

TAB. A.20 – *Magnitudes calibrées de la supernova* SN1999be *dans les bandes passantes BVRI.*

A.11 SN1999bi

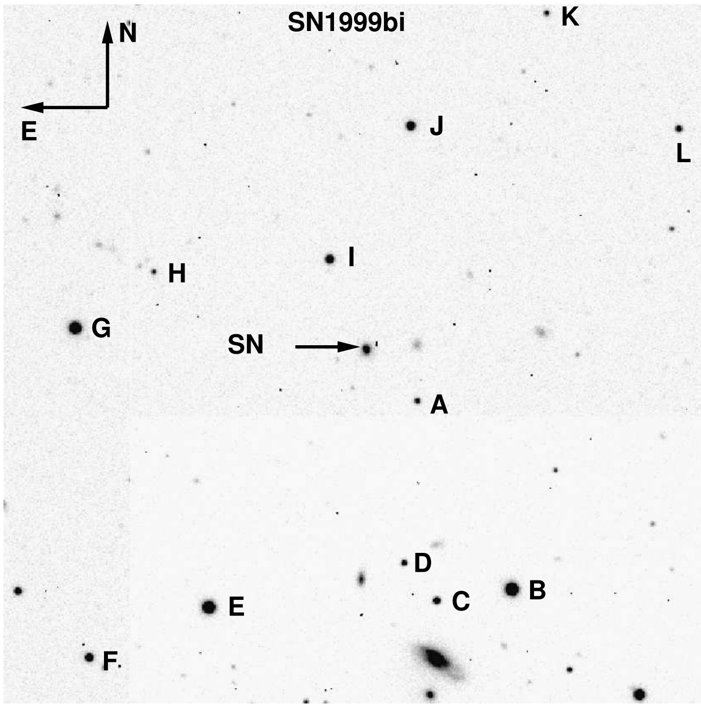


FIG. A.11 – *Supernova* SN1999bi*. Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.21.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	19.45	0.64	0.31	0.32	0.62
B	15.70	0.95	0.52	0.52	1.04
C	18.48	0.76	0.42	0.41	0.83
D	19.19	1.40	0.92	0.99	1.91
E	15.93	0.66	−0.08	0.8	0.719
F	17.92	0.89	0.48	0.43	0.91
G	16.19	0.72	0.33	0.46	0.79
H	20.02	1.36	0.98	1.08	2.06
I	17.73	0.66	0.33	0.33	0.66
J	17.55	0.67	0.35	0.36	0.71
K	19.78	0.65	0.33	0.38	0.71
L	19.04	0.49	0.26	0.33	0.59

TAB. A.21 – *Supernova* SN1999bi*, magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1248.25		19.46 (0.11)		18.86 (0.35)	MARLY 1.00 m	#32
1252.25		19.46 (0.10)		18.94 (0.37)	MARLY 1.00 m	#32
1253.25	19.86 (0.04)	19.60 (0.07)	19.40 (0.12)	19.68 (0.13)	YALO 1.00 m	#30
1258.00	20.09 (0.05)	19.75 (0.03)	19.62 (0.15)	19.46 (0.26)	YALO 1.00 m	#30
1258.25	20.27 (0.06)	19.74 (0.04)	19.65 (0.03)	20.03 (0.13)	CTIO 1.50 m	#15
1263.00	20.56 (0.16)				YALO 1.00 m	#30
1263.25		19.86 (0.13)	19.57 (0.18)	19.88 (0.31)	YALO 1.00 m	#30
1274.25	21.25 (0.39)	21.01 (0.15)	20.41 (0.19)		CTIO 1.50 m	#15
1275.25				20.58 (0.13)	CTIO 1.50 m	#15
1284.25			20.75 (0.43)	20.01 (0.21)	KPNO 2.10 m	#13
1295.00			21.43 (0.88)	18.80 (16.65)	CTIO 1.50 m	#15
1308.00	23.74 (0.42)	22.76 (0.31)	21.21 (0.21)	20.85 (0.25)	Danois 1.54 m	#17
1314.00			22.59 (1.54)		JKT 1.00 m	# 9
1337.25		22.10 (1.14)	21.92 (0.29)		CFHT 3.50 m	#22

TAB. A.22 – *Magnitudes calibrées de la supernova* `SN1999bi` *dans les bandes passantes* $BVRI$.

A.12 SN1999bk

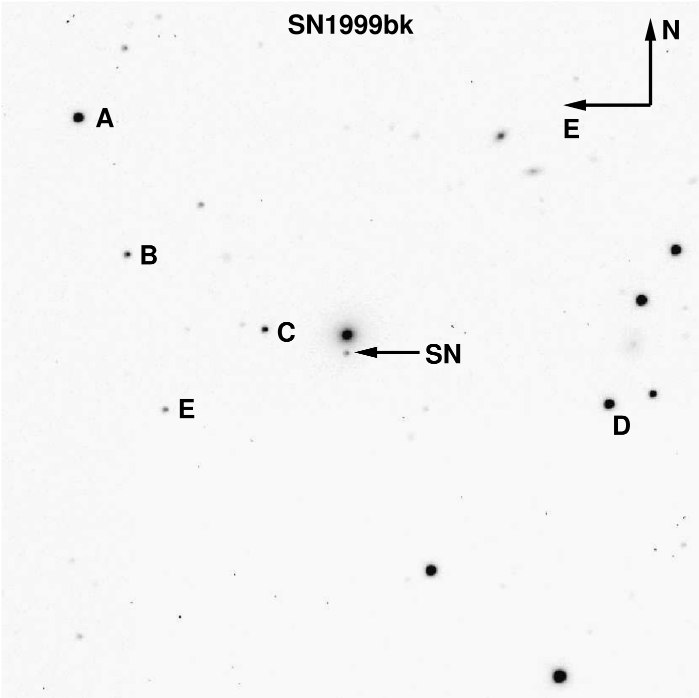


FIG. A.12 – *Supernova* SN1999bk. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.23.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	15.77	0.59	0.33	0.36	0.68
B	18.15	1.15	0.70	0.61	1.30
C	17.82	0.71	0.40	0.39	0.80
D	15.70	0.83	—	—	0.95
E	18.77	0.95	0.56	0.53	1.09

TAB. A.23 – *Supernova* SN1999bk, *magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1228.25		23.61 (1.35)			MARLY 1.00 m	#32
1252.25		18.46 (0.06)			MARLY 1.00 m	#32
1253.25		18.49 (0.05)		17.61 (0.22)	MARLY 1.00 m	#32
1258.25		18.91 (0.01)			CTIO 1.50 m	#15
1260.00	19.29 (0.03)	19.01 (0.08)	19.06 (0.05)		YALO 1.00 m	#30
1260.25				19.26 (0.34)	YALO 1.00 m	#30
1264.00	19.57 (0.82)	19.38 (0.10)	19.34 (0.20)	19.57 (0.39)	YALO 1.00 m	#30
1273.25	21.71 (0.47)	19.72 (0.18)		19.46 (0.21)	CTIO 0.90 m	#33
1283.25	18.90 (0.96)	20.19 (0.78)	22.81 (168990.00)		Lick 1.00 m	# 1
1284.25	21.73 (0.60)	20.37 (47.32)	20.18 (0.22)	19.72 (0.20)	KPNO 2.10 m	#13
1305.00	20.81 (0.45)	21.39 (0.11)	20.91 (0.12)	21.29 (0.21)	Danois 1.54 m	#17
1307.00		21.57 (0.24)			YALO 1.00 m	#30
1308.00			20.39 (0.12)	21.10 (0.49)	YALO 1.00 m	#30
1318.00				21.72 (1.17)	YALO 1.00 m	#30
1319.00			20.82 (0.15)		YALO 1.00 m	#30
1337.25		22.39 (0.38)		21.94 (0.78)	CFHT 3.50 m	#22
1339.25	22.36 (0.68)				CFHT 3.50 m	#22

TAB. A.24 – *Magnitudes calibrées de la supernova* `SN1999bk` *dans les bandes passantes* $BVRI$.

A.13 SN1999bm

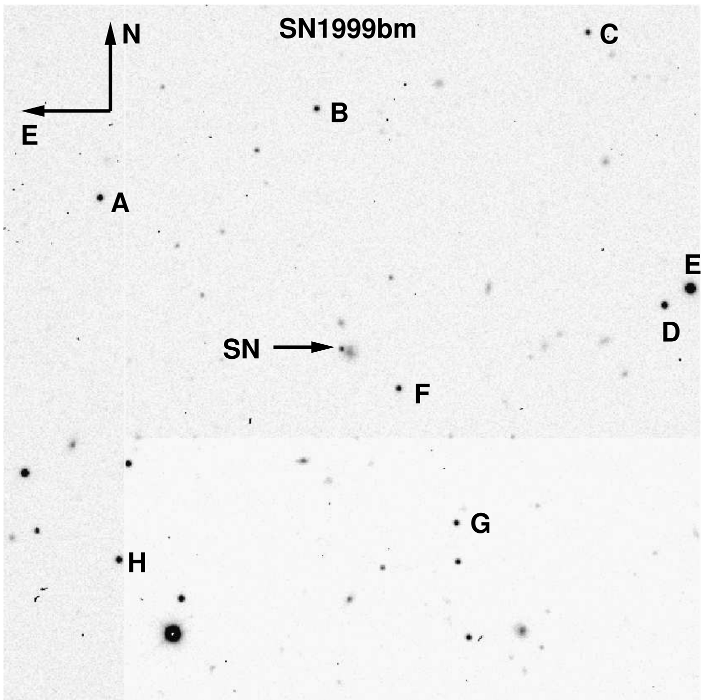


FIG. A.13 – *Supernova* SN1999bm. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.25.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	19.01	1.38	0.87	0.82	1.69
B	19.52	1.43	1.03	1.13	2.16
C	19.72	0.50	0.28	0.39	0.68
D	18.76	1.41	0.88	0.86	1.74
E	16.70	0.86	0.53	0.50	1.03
F	19.40	0.44	0.29	0.32	0.61
G	19.40	0.77	0.23	0.67	0.90
H	18.79	0.79	0.50	0.52	1.02

TAB. A.25 – *Supernova* SN1999bm, *magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1255.25		19.81 (0.16)		20.68 (0.38)	MARLY 1.00 m	#32
1256.25		19.82 (0.15)		19.48 (0.58)	MARLY 1.00 m	#32
1258.25	20.65 (0.06)	20.15 (0.06)			CTIO 1.50 m	#15
1261.25	20.60 (0.06)	20.11 (0.09)	20.16 (0.11)		YALO 1.00 m	#30
1265.25	20.89 (0.15)	20.59 (0.34)	20.22 (0.14)		YALO 1.00 m	#30
1284.50		21.28 (0.41)			KPNO 2.10 m	#13
1337.25			22.26 (0.36)		CFHT 3.50 m	#22
1337.50		23.54 (1.36)			CFHT 3.50 m	#22
1338.25	25.40 (4.16)				CFHT 3.50 m	#22

TAB. A.26 – *Magnitudes calibrées de la supernova* SN1999bm *dans les bandes passantes* $BVRI$.

A.14 SN1999bn

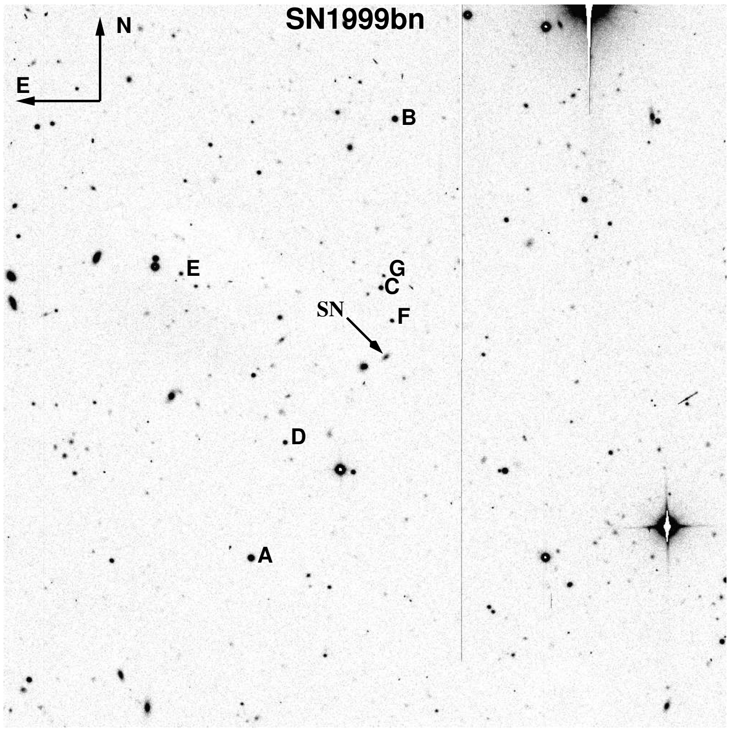


FIG. A.14 – *Supernova* SN1999bn*. Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.27.*

Star	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	18.31	0.94	0.46	0.51	0.97
B	18.79	1.25	0.69	0.64	1.33
C	20.04	0.57	0.97	-.08	0.89
D	20.33	0.55	0.26	0.26	0.52
E	20.80	0.73	0.52	0.35	0.87
F	20.70	0.70	0.31	0.27	0.58
G	21.58	1.76	1.13	1.34	2.47

TAB. A.27 – *Supernova* SN1999bn*, magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1254.25		19.50 (0.11)			MARLY 1.00 m	#32
1256.25		19.57 (0.09)			MARLY 1.00 m	#32
1257.00	19.65 (0.06)	19.40 (0.09)	19.60 (0.09)	19.54 (0.23)	YALO 1.00 m	#30
1261.00	19.71 (0.03)	19.45 (0.03)	19.42 (0.03)		Danois 1.54 m	#17
1262.25	19.79 (0.06)	19.46 (0.08)	19.62 (0.07)	19.57 (0.19)	YALO 1.00 m	#30
1265.25	20.08 (0.50)	19.58 (0.08)			YALO 1.00 m	#30
1285.00				19.93 (0.07)	JKT 1.00 m	# 9
1287.00	22.06 (0.12)				JKT 1.00 m	# 9
1301.00			20.65 (0.27)	21.04 (0.31)	Danois 1.54 m	#17
1305.00		21.77 (0.21)	21.19 (0.14)	20.21 (0.31)	Danois 1.54 m	#17
1312.00	22.85 (0.19)	22.22 (0.11)			Danois 1.54 m	#17
1337.25		21.91 (0.61)	21.73 (0.41)	19.92 (0.89)	CFHT 3.50 m	#22
1338.25	23.29 (0.81)				CFHT 3.50 m	#22

TAB. A.28 – *Magnitudes calibrées de la supernova* SN1999bn *dans les bandes passantes* $BVRI$.

A.15 SN1999bp

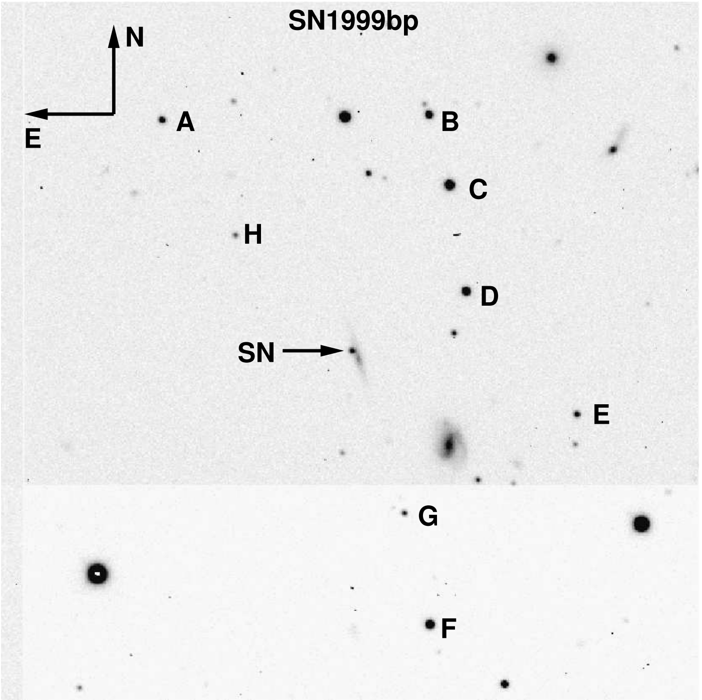


FIG. A.15 – *Supernova* SN1999bp. *Les magnitudes et les couleurs de quelques étoiles du champ sont indiquées dans la table A.29.*

Étoile	V	$B-V$	$V-R$	$R-I$	$V-I$
A	18.20	1.37	0.90	0.89	1.80
B	17.49	1.00	0.63	0.58	1.21
C	16.30	0.60	—	—	0.73
D	17.05	0.53	0.32	0.36	0.68
E	18.44	0.60	0.36	0.39	0.75
F	16.60	0.86	—	—	1.01
G	18.93	0.70	0.38	0.40	0.77
H	19.53	1.46	1.05	1.25	2.30

TAB. A.29 – *Supernova* SN1999bp, *magnitudes et couleurs d'étoiles du champ*

JD (2450000+)	B	V	R	I	Télescope	Setup
1257.25		18.56 (0.07)			MARLY 1.00 m	#32
1259.25	18.47 (0.24)	18.54 (0.20)	18.36 (0.24)		Lick 1.00 m	# 2
1259.25		18.38 (0.06)			MARLY 1.00 m	#32
1260.25	18.38 (0.01)	18.46 (0.02)	18.51 (0.03)	18.57 (0.07)	YALO 1.00 m	#30
1263.25	18.30 (0.02)	18.34 (0.03)	18.57 (0.05)	18.50 (0.13)	YALO 1.00 m	#30
1266.00	18.35 (0.04)				YALO 1.00 m	#30
1266.25		18.40 (0.05)	18.42 (0.04)	18.50 (0.10)	YALO 1.00 m	#30
1275.00		18.57 (0.03)			CTIO 1.50 m	#15
1275.25	18.97 (0.03)		18.54 (0.03)	19.15 (0.10)	CTIO 1.50 m	#15
1281.25		18.93 (0.34)			Lick 1.00 m	# 1
1286.00	19.97 (0.08)	19.27 (0.05)	18.93 (0.05)	19.34 (0.07)	JKT 1.00 m	# 9
1288.25	20.14 (0.08)				KPNO 2.10 m	#13
1289.25			18.63 (0.44)		Lick 1.00 m	# 1
1293.25		19.86 (0.47)	19.56 (0.30)	19.19 (0.30)	Lick 1.00 m	# 1
1306.00	21.59 (0.11)	20.54 (0.09)			YALO 1.00 m	#30
1306.25			19.89 (0.10)		YALO 1.00 m	#30
1337.25		21.16 (0.14)	20.67 (0.10)	21.21 (0.32)	CFHT 3.50 m	#22
1338.25	21.99 (0.25)				CFHT 3.50 m	#22

TAB. A.30 – *Magnitudes calibrées de la supernova* `SN1999bp` *dans les bandes passantes* $BVRI$*.*

Annexe B

Supernovæ « Historiques »

B.1 Liste des supernovæ

Lot de supernovæ dont les données photométriques ont été intégrées à l'analyse présentée dans ce chapitre. Les supernovæ marquées du signe † proviennent de (Hamuy *et al.*, 1996b). Celles repérées par ‡, de (Riess *et al.*, 1999). Les autres proviennent de (Leibundgut *et al.*, 1991) ou de sources indépendantes. On indique pour chaque supernova : (1) la qualité de son suivi, *i.e.* le nombre de points dans les bandes $UBVRI$, pg et pv respectivement (2) le nom et le type de la galaxie hôte (3) différents modules de distance, déterminés à l'aide de céphéides, ou d'un indicateur de distance secondaire (TF, PLNF, SBF) (4) la vitesse de récession corrigée de notre mouvement propre par rapport au référentiel du CMB. Les mesures des modules de distances proviennent des références suivantes :

Céphéides

1. moyenne des distances indiquées par (Gibson *et al.*, 2000; Parodi *et al.*, 1999)
2. (Ferrarese *et al.*, 2000)
3. (Tripp & Branch, 1999) (mesures obtenues en extrapolant à partir de galaxies voisines)

Surface Brightness Fluctuations

1. (Ferrarese *et al.*, 2000)
2. (Neistein *et al.*, 1999)

Tully-Fisher

1. (Giovanelli *et al.*, 1997) (relation du HST KP)
2. (Pierce, 1994) (relation du HST KP)
3. (Mathewson & Ford, 1996) (relation du HST KP)
4. (Sakai *et al.*, 2000) (HST KP)
5. (Bottinelli *et al.*, 1985) (imprécis)
6. (Bottinelli *et al.*, 1984) (imprécis)
7. (Federspiel *et al.*, 1998)

PNLF

1. (Ciardullo *et al.*, 1998)
2. (Ferrarese *et al.*, 2000)

SN	U	B	V	R	I	pg	pv	Galaxie	Type	μ_{ceph}(err)	ref	μ_{TF}(err)	ref	μ_{SBF}(err)	ref	μ_{PLNF}(err)	ref	v_{CMB}(err) $km.s^{-1}$
1895B	0	0	0	0	0	83	0	NGC5253	Scd	27.855(0.17)	1	0(0)	0	0(0)	0	28.34(0.4)	2	671(13)
1901B	0	0	0	0	0	3	0	NGC4321	Sbc	31.04(0.25)	2	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1902(18)
1919A	0	0	0	0	0	7	0	NGC4486	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	30.83(0.07)	1	1596(73)
1920A	0	0	0	0	0	12	0	NGC2608	Sb	0(0)	0	30.87(0.2)	1	0(0)	0	0(0)	0	2350(14)
1921C	0	0	0	0	0	18	0	NGC3184	S ?	0(0)	0	29.39(0.3)	2	0(0)	0	0(0)	0	824(9)
1937C	0	0	106	0	0	280	49	IC4182	Sd	28.36(0.18)	1	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	546(7)
1937D	0	0	26	0	0	136	20	NGC1003	Sc	0(0)	0	29.93(0.3)	2	0(0)	0	0(0)	0	429(5)
1937E	0	0	0	0	0	1	1	NGC1482	SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1753(8)
1939A	0	0	4	0	0	38	0	NGC4636	E	0(0)	0	0(0)	0	30.77(0.25)	1	0(0)	0	1417(12)
1939B	0	0	0	0	0	39	0	NGC4621	E	0(0)	0	0(0)	0	31.24(0.25)	1	0(0)	0	757(21)
1954A	0	0	0	0	0	0	0	Anon.	Sm	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	549(4)
1954B	0	0	0	0	0	64	0	NGC5668	Sc	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1815(6)
1955B	0	0	0	0	0	6	0	MCG-02-03-074	?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	15731(72)
1956A	0	0	0	0	0	28	6	NGC3992	Sb	0(0)	0	31.76(0.3)	2	0(0)	0	0(0)	0	1229(4)
1957A	0	0	11	0	0	43	2	NGC2841	Sb	0(0)	0	31.67(0.3)	2	0(0)	0	0(0)	0	807(9)
1957B	0	0	0	0	0	57	0	NGC4374	E	0(0)	0	0(0)	0	32.05(0.25)	1	0(0)	0	1240(8)
1959C	9	29	11	0	0	12	0	MCG+01-34-005	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	3353(9)
1960F	0	16	5	0	0	66	0	NGC4496A	Scd	31.075(0.165)	1	30.39(0.3)	2	0(0)	0	0(0)	0	2067(7)
1960R	0	12	1	0	0	38	0	NGC4382	SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1067(27)
1961D	0	0	0	0	0	2	12	MCG+05-30-101	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	8191(864)
1961H	0	5	1	0	0	12	0	NGC4564	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1446(50)
1961P	0	0	0	0	0	45	1	MCG+06-06-063	Sc	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	3569(9)
1962A	0	0	0	0	0	8	12	MCG+05-31-132	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	6561(150)
1962E	0	0	0	0	0	1	6	MCG+04-27-010	Sab	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	14581(150)
1962J	0	0	0	0	0	20	0	NGC6835	Sa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1400(7)
1962P	0	0	0	0	0	10	0	NGC1654	Sa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	4510(47)
1963D	0	0	0	0	0	11	0	NGC4146	Sa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	6817(17)
1963J	0	0	0	0	0	35	1	NGC3913	Sc	0(0)	0	28.75(1)	5	0(0)	0	0(0)	0	1125(4)
1963P	0	17	0	0	0	18	1	NGC1084	Sbc	0(0)	0	32.5(0.3)	3	0(0)	0	0(0)	0	1191(7)
1963S	0	0	0	0	0	9	0	Z385-97	Sab	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	9581(11)
1964E	0	0	0	0	0	56	3	MCG+09-20-051	S ?	0(0)	0	30.9(0.3)	2	0(0)	0	0(0)	0	1263(17)
1964L	0	33	1	0	0	0	0	Anon.	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1037(5)
1965I	0	17	12	0	0	20	0	NGC4753	SO	0(0)	0	0(0)	0	31.74(0.25)	2	0(0)	0	1724(11)
1965M	0	0	0	0	0	0	0	NGC7606	Sb	0(0)	0	32.94(0.3)	3	0(0)	0	0(0)	0	1884(10)
1965N	0	0	0	0	0	8	12	NGC3074	S ?	0(0)	0	31.9(1)	5	0(0)	0	0(0)	0	5398(6)
1966A	0	6	0	0	0	2	0	MCG+08-17-063	Sbc	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	4403(46)
1966C	0	0	0	0	0	2	6	PGC58319	?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	10383(50)
1966J	0	24	0	0	0	32	0	NGC3198	S ?	30.8(0.15)	2	30.63(0.15)	4	0(0)	0	0(0)	0	880(6)
1966K	0	0	0	0	0	3	7	MCG+05-27-053	SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	10122(9)
1966N	0	0	0	0	0	11	0	MCG-01-12-037	?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	4652(73)
1967C	0	22	0	0	0	8	28	NGC3389	S ?	0(0)	0	31.6(0.3)	2	0(0)	0	0(0)	0	1640(5)
1968A	0	0	0	0	0	9	0	NGC1275	E/SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	5103(51)
1968E	0	8	4	0	0	4	0	NGC2713	Sab	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	4214(7)
1969C	7	28	9	0	0	2	0	NGC3811	S ?	0(0)	0	33.15(1)	5	0(0)	0	0(0)	0	3317(7)
1970J	0	36	16	0	0	0	0	NGC7619	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	3439(41)
1970L	0	15	6	0	0	1	0	NGC2968	SOa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1695(9)
1971G	0	42	13	0	0	3	1	NGC4165	Sa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	2192(10)
1971I	0	42	26	0	0	17	0	NGC5055	Sb	0(0)	0	29.6(0.3)	2	0(0)	0	0(0)	0	710(6)
1971L	0	21	15	0	0	0	0	NGC6384	Sb	0(0)	0	32.74(0.3)	2	0(0)	0	0(0)	0	1630(16)
1972E	12	70	27	13	13	2	0	NGC5253	Scd	27.855(0.17)	1	0(0)	0	0(0)	0	28.34(0.4)	2	671(13)
1972H	0	12	9	0	0	1	0	NGC3147	Sb	0(0)	0	32.99(0.5)	6	0(0)	0	0(0)	0	2877(6)
1972J	0	30	13	0	0	1	0	NGC7634	SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	2865(35)
1972R	0	27	17	0	0	0	2	NGC2841	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	807(9)
1973N	0	29	21	0	0	1	0	NGC7495	S ?	0(0)	0	33.34(1)	6	0(0)	0	0(0)	0	4530(10)
1974G	0	17	11	0	0	21	0	NGC4414	S ?	31.435(0.265)	1	32.15(0.15)	4	0(0)	0	0(0)	0	991(8)
1974J	0	28	14	0	0	1	0	NGC7343	Sb	0(0)	0	33.64(0.5)	6	0(0)	0	0(0)	0	7155(17)
1975G	0	9	3	0	0	1	0	MCG+09-023-025	Sa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	2011(150)
1975N	0	33	12	0	0	0	0	NGC7723	Sb	0(0)	0	32.6(0.3)	3	0(0)	0	0(0)	0	1528(17)
1975O	0	9	5	0	0	1	0	NGC2487	Sb	0(0)	0	32.99(1)	6	0(0)	0	0(0)	0	5028(9)
1975P	0	5	3	0	0	1	0	NGC3583	Sb	0(0)	0	33(1)	6	0(0)	0	0(0)	0	2346(7)
1976B	4	37	17	0	0	1	0	NGC4402	Sb	0(0)	0	31.87(0.3)	7	0(0)	0	0(0)	0	562(12)

1976G	0	3	0	0	0	4	4	UGC907	Sab	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1960(5)
1976J	0	13	4	0	0	1	0	NGC977	Sa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	4354(9)
1977F	0	9	0	0	0	1	0	MCG+05-26-014	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	6596(8)
1978E	0	17	12	0	0	0	1	MCG+06-49-036	Sc	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	4553(10)
1979B	0	24	11	0	0	2	0	NGC3913	Sc	0(0)	0	28.75(1)	6	0(0)	0	0(0)	0	1125(4)
1980D	0	9	3	0	0	0	1	NGC3733	S ?	0(0)	0	30.65(0.5)	5	0(0)	0	0(0)	0	1360(5)
1980N	96	138	92	22	22	2	0	NGC1316	SO	0(0)	0	0(0)	0	31.62(0.25)	1	31.23(0.2)	2	1677(37)
1981B	59	136	87	0	0	0	0	NGC4536	Sbc	31.025(0.175)	1	30.66(0.2)	4	0(0)	0	0(0)	0	2141(4)
1981D	0	9	1	0	0	4	0	NGC1316	SO	0(0)	0	0(0)	0	31.62(0.25)	1	31.23(0.2)	2	1677(37)
1982B	0	33	23	0	0	3	1	NGC2268	Sbc	0(0)	0	32.45(0.5)	6	0(0)	0	0(0)	0	2206(8)
1982W	0	0	0	0	0	0	0	NGC5485	E/SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1546(10)
1983G	0	11	6	0	0	1	0	NGC4753	SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1724(11)
1983N	0	10	37	0	0	0	0	Anon.	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	786(12)
1983R	0	15	10	0	0	0	0	IC1731	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	3232(7)
1983U	0	22	10	0	0	10	0	NGC3227	Sa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1470(22)
1984A	8	51	40	0	0	2	0	NGC4419	Sa	0(0)	0	31(0.5)	6	0(0)	0	0(0)	0	68(33)
1986G	0	34	39	3	3	0	0	NGC5128	E/SO	28.13(0.46)	3	0(0)	0	27.72(0.25)	1	28.19(0.2)	2	795(18)
1987D	0	4	4	1	0	0	0	MCG+00-32-001	Sbc	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	2560(60)
1989A	3	25	18	2	0	0	0	NGC3687	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	2807(16)
1989B	32	62	62	40	26	0	0	NGC3627	Sb	30.14(0.225)	1	29.68(0.15)	4	0(0)	0	0(0)	0	1067(9)
1990N	13	34	37	37	32	0	0	NGC4639	Sb	31.915(0.23)	1	32.45(0.5)	5	0(0)	0	0(0)	0	1313(29)
1990O†	0	11	11	10	10	0	0	PGC59955	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	9078(254)
1990T†	0	18	19	19	15	0	0	PCG63925	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	12022(264)
1990Y†	0	16	14	10	9	0	0	Anon.	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	11641(256)
1990af†	0	22	25	0	0	0	0	Anon.	SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	15066(256)
1991M	0	0	12	12	12	0	0	MCG+03-41-015	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	2273(5)
1991S†	0	19	17	14	7	0	0	UGC5691	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	16710(267)
1991T	19	51	64	56	55	0	0	NGC4527	Sb	30.37(0.2)	3	31.22(0.3)	7	0(0)	0	0(0)	0	2068(8)
1991U†	0	11	14	15	13	0	0	IC4232	Sbc	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	9817(275)
1991ag†	0	29	32	15	17	0	0	IC4919	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	4130(260)
1991bg	0	87	92	60	43	0	0	NGC4374	E	0(0)	0	0(0)	0	31.23(0.25)	1	31.14(0.2)	2	1240(8)
1992A	23	43	45	40	42	0	0	NGC1380	E/SO	0(0)	0	0(0)	0	31.3(0.25)	1	0(0)	0	1737(21)
1992G	0	0	41	41	40	0	0	NGC3294	S ?	0(0)	0	32.04(0.5)	6	0(0)	0	0(0)	0	1837(10)
1992J†	0	10	12	0	3	0	0	Anon.	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	13708(274)
1992K†	0	15	21	0	5	0	0	ESO508-67	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	3334(307)
1992P†	0	12	12	0	4	0	0	Anon.	Sa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	7888(276)
1992ae†	0	14	16	0	0	0	0	Anon.	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	22439(269)
1992ag†	0	17	18	0	11	0	0	Anon.	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	7780(280)
1992al†	0	23	24	20	18	0	0	ESO234-69	Sb	0(0)	0	33.75(0.3)	3	0(0)	0	0(0)	0	4236(254)
1992aq†	0	17	14	0	11	0	0	Anon.	Sa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	30269(272)
1992au†	0	8	9	0	5	0	0	Anon.	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	18197(254)
1992bc†	0	42	40	38	31	0	0	ESO300-9	Sab	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	5942(261)
1992bg†	0	18	17	0	11	0	0	Anon.	Sa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	10715(268)
1992bh†	0	14	14	0	11	0	0	Anon.	Sbc	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	13251(265)
1992bk†	0	11	11	0	5	0	0	ESO156-8	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	17378(261)
1992bl†	0	15	14	0	6	0	0	ESO291-11	SOa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	13100(258)
1992bo†	0	19	22	17	19	0	0	ESO352-57	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	5445(250)
1992bp†	0	22	21	0	15	0	0	Anon.	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	23659(260)
1992br†	0	10	11	0	0	0	0	Anon.	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	26302(263)
1992bs†	0	17	18	0	0	0	0	Anon.	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	19011(266)
1993B†	0	14	14	0	12	0	0	Anon.	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	21184(284)
1993H†	0	25	23	21	21	0	0	ESO445-66	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	7447(275)
1993O†	0	31	29	0	24	0	0	Anon.	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	15595(265)
1993ac‡	0	5	6	6	5	0	0	Anon.	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	14791(150)
1993ae‡	0	14	14	12	14	0	0	UGC1071	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	5405(120)
1993ag†	0	18	18	0	17	0	0	Anon.	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	15031(271)
1993ah†	0	7	7	0	4	0	0	ESO471-27	E/SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	8610(250)
1994D	39	85	101	101	90	0	0	NGC4526	SO	0(0)	0	0(0)	0	31.19(0.22)	1	0(0)	0	781(8)
1994M‡	0	13	18	14	14	0	0	NGC4493	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	7282(60)

1994S‡	0	8	12	8	9	0	0	NGC4495	Sbc	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	4829(6)
1994T‡	0	7	11	9	8	0	0	Anon.	Sa	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	10399(150)
1994Q‡	0	9	13	10	10	0	0	Anon.	E/SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	8689(150)
1994ae‡	0	29	29	27	26	0	0	NGC3370	Sc	0(0)	0	33(0.5)	5	0(0)	0	0(0)	0	1610(5)
1995D‡	0	34	69	64	63	0	0	NGC2962	E/SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	2289(7)
1995E‡	0	17	21	19	18	0	0	NGC2441	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	3496(8)
1995ac‡	0	22	22	21	21	0	0	Anon.	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	14976(100)
1995ak‡	0	15	16	16	14	0	0	IC1844	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	6590(11)
1995al‡	0	23	23	23	23	0	0	NGC3021	S ?	0(0)	0	32.38(0.5)	6	0(0)	0	0(0)	0	1798(7)
1995bd‡	0	20	20	19	19	0	0	UGC3151	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	4552(10)
1996C‡	0	15	18	16	15	0	0	MCG+08-25-47	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	8871(150)
1996X‡	0	18	18	18	17	0	0	NGC5061	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	2321(26)
1996Z‡	0	6	7	6	0	0	0	NGC2935	Sb	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	2591(5)
1996ab‡	0	13	17	0	0	0	0	Anon.	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	37239(60)
1996ai‡	0	12	14	15	10	0	0	NGC5005	Scd	0(0)	0	31.83(0.5)	6	0(0)	0	0(0)	0	1177(6)
1996bk‡	0	8	7	7	6	0	0	NGC5308	E/SO	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	1984(10)
1996bl‡	0	12	12	10	10	0	0	Anon.	Sc	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	10789(100)
1996bo‡	0	13	13	13	13	0	0	NGC673	Sc	0(0)	0	33.35(0.55)	6	0(0)	0	0(0)	0	4898(7)
1996bv‡	0	8	7	8	7	0	0	UGC3432	S ?	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	5016(11)
1997br	0	31	49	48	19	0	0	ESO576-G40	Sc	0(0)	0	31.44(0.3)	3	0(0)	0	0(0)	0	2388(8)
1997cn	9	12	13	12	11	0	0	NGC5490	E	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	0(0)	0	5214(68)
1998bu	81	139	141	138	134	0	0	NGC3368	Sa	30.285(0.21)	1	29.79(0.3)	4	0(0)	0	0(0)	0	1238(7)

TAB. B.1: Lot de supernovæ « historiques ».

B.2 Paramètres des courbes de lumière

SN	m_B		m_V		m_R		m_I		$\Delta m_{15}(B)$		χ^2	K_B	K_V	$K_{\delta m_{15}}$
1895B	5.82	48.48	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.72	94.23	2.767	-0.01	-0.00	-0.02
1937C	8.75	0.08	8.65	0.07	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.37	0.80	1.463	-0.01	-0.00	-0.02
1937D	12.37	0.07	11.79	0.07	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.17	0.36	0.769	-0.01	-0.00	-0.02
1939A	12.59	0.10	12.14	0.09	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.85	0.26	1.021	-0.01	-0.00	-0.02
1939B	12.24	0.16	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.74	0.32	1.091	-0.01	-0.00	-0.02
1954B	12.55	0.10	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.22	0.90	0.668	-0.01	-0.00	-0.02
1956A	12.19	0.24	12.09	0.20	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.53	0.42	0.492	-0.01	-0.00	-0.02
1957A	14.53	0.10	13.69	0.10	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.55	0.54	0.656	-0.01	-0.00	-0.02
1957B	11.97	0.14	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.27	0.95	1.106	-0.01	-0.00	-0.02
1959C	13.35	0.13	13.73	0.11	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.36	0.63	3.128	-0.01	-0.00	-0.03
1960F	11.46	0.09	11.35	0.10	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.10	0.83	1.595	-0.01	-0.00	-0.02
1960R	11.47	0.11	11.38	0.15	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.86	0.46	0.632	-0.01	-0.00	-0.02
1961D	16.37	0.30	16.34	0.21	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.78	0.67	0.116	-0.01	-0.01	-0.06
1961H	11.64	0.21	11.49	0.30	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.33	0.93	5.379	-0.01	-0.00	-0.02
1961P	14.28	0.10	14.20	0.31	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.98	0.27	0.120	-0.01	-0.01	-0.03
1962A	16.34	0.27	15.69	0.35	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.56	0.38	0.298	-0.01	-0.01	-0.05
1962E	16.38	0.43	16.17	0.31	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.14	1.72	0.258	-0.02	-0.02	-0.13
1962J	12.65	0.15	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.62	0.25	0.051	-0.01	-0.00	-0.02
1962P	13.99	0.28	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.79	0.08	0.151	-0.00	-0.01	-0.03
1963D	15.25	0.25	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.82	0.62	0.561	-0.01	-0.01	-0.05
1963J	13.15	0.24	12.67	0.32	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.70	1.06	0.879	-0.01	-0.00	-0.02
1963P	13.80	0.12	12.95	0.59	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.40	0.55	2.430	-0.01	-0.00	-0.02
1963S	13.40	2.57	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.89	3.04	0.174	-0.01	-0.01	-0.07
1964E	12.49	0.19	11.96	0.43	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.15	0.44	0.559	-0.01	-0.00	-0.02
1965I	12.26	0.14	12.42	0.10	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.53	0.39	1.925	-0.01	-0.00	-0.02
1965N	14.29	0.40	14.07	0.39	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.23	0.99	1.158	-0.01	-0.01	-0.04
1966A	15.13	0.18	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.76	0.52	0.451	-0.00	-0.01	-0.03
1966C	16.69	0.53	16.50	0.54	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.87	1.02	4.787	-0.01	-0.01	-0.08
1966J	11.32	0.16	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.92	1.53	0.284	-0.01	-0.00	-0.02
1966K	15.84	0.69	15.84	0.68	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.26	0.68	0.453	-0.01	-0.01	-0.08
1966N	14.10	0.29	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.14	0.57	0.311	-0.00	-0.01	-0.03
1967C	12.98	0.09	12.49	0.09	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.08	0.25	0.812	-0.01	-0.00	-0.02
1968A	14.06	0.33	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.09	0.24	0.117	-0.00	-0.01	-0.04
1968E	12.91	0.23	13.61	0.23	-0.00	0.06	-0.00	0.06	2.09	1.10	1.616	-0.00	-0.01	-0.03
1969C	14.07	0.14	13.97	0.14	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.15	0.75	4.307	-0.01	-0.00	-0.03
1970J	13.57	0.09	14.11	0.10	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.90	0.18	4.747	-0.01	-0.01	-0.03
1970L	13.47	0.12	13.77	0.14	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.92	0.59	0.539	-0.01	-0.00	-0.02
1971G	13.92	0.08	13.79	0.08	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.27	0.16	1.685	-0.01	-0.00	-0.02
1971I	11.77	0.08	11.62	0.08	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.59	0.49	2.352	-0.01	-0.00	-0.02
1971L	13.13	0.07	12.52	0.07	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.59	0.34	1.277	-0.01	-0.00	-0.02
1972E	8.05	0.07	8.29	0.07	8.35	0.08	8.76	0.08	1.02	0.20	0.604	-0.01	-0.00	-0.02
1972H	14.47	0.11	14.88	0.12	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.18	0.30	1.316	-0.01	-0.00	-0.03
1972J	13.58	0.09	14.15	0.11	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.39	0.31	1.869	-0.01	-0.00	-0.03
1973N	15.64	0.09	14.86	0.09	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.76	0.57	2.838	-0.00	-0.01	-0.03
1974G	12.51	0.10	12.54	0.09	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.27	0.41	2.199	-0.01	-0.00	-0.02
1974J	15.63	0.07	15.87	0.07	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.97	0.38	1.750	-0.01	-0.01	-0.05
1975G	14.91	0.11	14.89	0.13	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.14	0.31	0.909	-0.01	-0.00	-0.02
1975N	13.23	0.07	13.23	0.08	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.40	0.12	1.536	-0.01	-0.00	-0.02
1975O	15.16	0.11	15.63	0.10	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.67	0.30	1.311	-0.00	-0.01	-0.04
1975P	14.53	0.31	14.42	0.19	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.58	2.43	2.246	-0.01	-0.00	-0.02
1976B	12.25	1.02	12.16	0.82	-0.00	0.06	-0.00	0.06	2.35	4.86	25.230	-0.01	-0.00	-0.02
1976G	15.49	0.80	15.37	0.46	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.64	3.43	3.665	-0.01	-0.00	-0.02
1976J	15.53	0.09	15.42	0.09	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.45	0.18	0.946	-0.00	-0.01	-0.03
1977F	15.11	0.20	-0.00	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.38	0.95	1.761	-0.01	-0.01	-0.05
1978E	14.67	0.07	14.60	0.07	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.21	0.14	1.431	-0.00	-0.01	-0.03
1979B	12.51	0.11	11.99	0.12	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.80	0.17	1.482	-0.01	-0.00	-0.02
1980D	13.41	0.25	12.91	0.32	-0.00	0.06	-0.00	0.06	2.07	0.09	6.416	-0.01	-0.00	-0.02
1980N	12.41	0.06	12.33	0.06	12.37	0.07	12.66	0.07	1.29	0.16	0.402	-0.01	-0.00	-0.02
1981B	11.94	0.06	11.91	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.25	0.22	0.817	-0.01	-0.00	-0.02
1981D	12.39	0.08	11.77	0.16	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.31	0.10	0.868	-0.01	-0.00	-0.02
1982B	13.25	0.09	13.25	0.10	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.13	0.59	1.190	-0.01	-0.00	-0.02
1983G	12.87	0.10	12.61	0.08	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.49	0.15	1.430	-0.01	-0.00	-0.02
1983N	11.55	0.09	11.23	0.07	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.19	0.05	0.517	-0.01	-0.00	-0.02
1983U	12.70	0.17	12.26	0.25	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.78	1.46	6.425	-0.01	-0.00	-0.02
1984A	12.41	0.07	12.29	0.07	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.37	0.26	2.236	-0.01	-0.01	-0.02
1989B	10.87	0.06	10.78	0.06	10.78	0.06	11.10	0.06	1.56	0.12	0.944	-0.01	-0.00	-0.02
1990Y	17.51	0.08	17.27	0.07	16.97	0.08	17.43	0.08	1.33	0.14	2.781	-0.01	-0.02	-0.10
1991M	-0.00	0.06	14.21	0.06	14.25	0.06	14.66	0.06	1.24	0.07	1.301	-0.01	-0.00	-0.02
1991bg	14.59	0.06	13.85	0.06	13.59	0.06	13.48	0.06	2.05	0.03	11.292	-0.01	-0.00	-0.02
1992G	-0.00	0.06	13.10	0.06	13.30	0.06	13.51	0.06	1.29	0.01	21.001	-0.01	-0.00	-0.02
1992K	15.30	0.07	15.00	0.08	-0.00	0.06	15.08	0.09	1.75	0.17	2.589	-0.01	-0.00	-0.03
1994D	11.66	0.06	11.73	0.06	11.79	0.06	12.08	0.06	1.26	0.01	20.458	-0.01	-0.00	-0.02
1995D	13.21	0.06	13.21	0.06	13.34	0.06	13.58	0.06	1.10	0.02	1.393	-0.01	-0.00	-0.02
1986G	9.38	0.06	9.02	0.06	8.93	0.08	9.19	0.07	1.55	0.06	4.279	-0.01	-0.00	-0.02
1990af	17.76	0.06	17.74	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.79	0.05	0.814	-0.02	-0.02	-0.14
1992A	12.54	0.06	12.47	0.06	12.48	0.06	12.81	0.06	1.44	0.02	0.130	-0.01	-0.00	-0.02
1990O	16.18	0.06	16.24	0.06	16.16	0.06	16.64	0.06	1.11	0.07	1.592	-0.01	-0.01	-0.07
1990T	17.16	0.06	17.15	0.06	16.96	0.06	17.36	0.06	1.27	0.07	1.290	-0.02	-0.02	-0.10
1991S	17.75	0.07	17.72	0.06	17.62	0.06	17.98	0.07	1.40	0.11	0.968	-0.03	-0.03	-0.16
1991U	16.40	0.07	16.35	0.06	16.30	0.06	16.52	0.06	1.30	0.08	1.796	-0.01	-0.01	-0.08
1990N	12.77	0.06	12.67	0.06	12.64	0.06	12.95	0.06	0.97	0.03	7.287	-0.01	-0.00	-0.02
1991ag	14.39	0.06	14.31	0.06	14.36	0.06	14.82	0.06	0.97	0.09	2.450	-0.00	-0.01	-0.03
1992J	17.74	0.08	17.60	0.07	-0.00	0.06	17.81	0.07	1.66	0.10	0.572	-0.02	-0.02	-0.12
1992P	16.10	0.06	16.08	0.06	-0.00	0.06	16.43	0.07	1.03	0.10	2.325	-0.01	-0.01	-0.06
1992ae	18.59	0.07	18.39	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.13	0.15	1.150	-0.04	-0.05	-0.24
1992ag	16.37	0.07	16.14	0.07	-0.00	0.06	16.39	0.08	1.36	0.17	5.616	-0.01	-0.01	-0.06

1992al	14.54	0.06	14.51	0.06	14.55	0.06	14.89	0.06	1.08	0.03	1.327	-0.00	-0.01	-0.03
1992aq	19.37	0.07	19.26	0.06	-0.00	0.06	19.46	0.07	1.84	0.14	0.972	-0.06	-0.09	-0.34
1992au	18.22	0.10	18.18	0.07	-0.00	0.06	18.52	0.07	1.65	0.14	0.711	-0.03	-0.03	-0.18
1992bc	15.11	0.06	15.18	0.06	15.23	0.06	15.67	0.06	0.97	0.02	3.046	-0.01	-0.01	-0.04
1992bg	16.69	0.07	16.75	0.06	-0.00	0.06	17.09	0.07	1.28	0.11	1.614	-0.01	-0.01	-0.09
1992bh	17.64	0.06	17.56	0.06	-0.00	0.06	17.76	0.06	1.28	0.10	1.598	-0.02	-0.02	-0.11
1992bk	18.11	0.07	18.12	0.07	-0.00	0.06	18.30	0.07	1.85	0.11	1.578	-0.03	-0.03	-0.17
1992bl	17.33	0.07	17.33	0.06	-0.00	0.06	17.63	0.07	1.74	0.12	2.044	-0.02	-0.02	-0.11
1992bo	15.77	0.06	15.73	0.06	15.66	0.06	15.97	0.06	1.55	0.02	2.140	-0.01	-0.01	-0.04
1992bp	18.30	0.06	18.33	0.06	-0.00	0.06	18.58	0.06	1.53	0.11	2.987	-0.05	-0.06	-0.25
1992br	19.44	0.09	19.29	0.07	-0.00	0.06	-0.00	0.06	2.26	0.20	1.185	-0.05	-0.07	-0.29
1992bs	18.28	0.07	18.25	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.25	0.12	0.726	-0.03	-0.04	-0.19
1993B	18.46	0.08	18.37	0.07	-0.00	0.06	18.62	0.08	1.20	0.17	2.793	-0.04	-0.05	-0.22
1993H	16.74	0.06	16.49	0.06	16.39	0.06	16.59	0.06	1.69	0.09	3.785	-0.01	-0.01	-0.05
1993O	17.62	0.06	17.68	0.06	-0.00	0.06	17.98	0.06	1.41	0.07	2.227	-0.02	-0.03	-0.14
1993ag	17.85	0.06	17.76	0.06	-0.00	0.06	18.03	0.06	1.27	0.07	1.543	-0.02	-0.02	-0.14
1993ah	16.52	0.09	16.40	0.07	-0.00	0.06	16.72	0.07	1.09	0.12	1.768	-0.01	-0.01	-0.06
1991T	11.32	0.06	11.28	0.06	11.30	0.06	11.60	0.06	1.33	0.02	7.448	-0.01	-0.00	-0.02
1997ce	22.98	0.07	22.89	0.07	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.32	0.15	2.626	0.00	0.00	0.00
1997cj	23.32	0.07	23.27	0.07	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.56	0.08	0.627	0.00	0.00	0.00
1989A	13.83	0.07	13.86	0.07	13.94	0.10	-0.00	0.06	1.13	0.28	1.018	-0.01	-0.00	-0.03
1983U	12.70	0.17	12.26	0.25	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.78	1.46	6.425	-0.01	-0.00	-0.02
1983R	13.98	0.09	14.03	0.08	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.51	0.04	0.866	-0.01	-0.00	-0.03
1995K	22.94	0.08	22.91	0.09	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.25	0.33	0.490	0.00	0.00	0.00
1996E	22.98	0.11	22.65	0.10	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.66	0.28	0.419	0.00	0.00	0.00
1996H	23.31	0.12	23.52	0.12	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.69	0.43	2.687	0.00	0.00	0.00
1996I	23.46	0.09	23.49	0.11	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.34	0.33	0.652	0.00	0.00	0.00
1996J	22.31	0.08	22.10	0.09	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.77	0.17	11.343	0.00	0.00	0.00
1996K	22.73	0.09	22.91	0.08	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.90	0.12	1.462	0.00	0.00	0.00
1996U	22.80	0.07	22.98	0.13	-0.00	0.06	-0.00	0.06	0.99	0.14	0.459	0.00	0.00	0.00
1998bu	10.76	0.06	10.73	0.06	10.82	0.06	11.10	0.06	0.71	0.03	1.453	-0.01	-0.00	-0.02
1997cn	16.90	0.07	16.44	0.07	16.32	0.07	16.40	0.07	1.97	0.05	1.108	-0.00	-0.01	-0.04
1997br	13.74	0.07	13.44	0.06	13.41	0.06	13.39	0.06	1.27	0.03	19.457	-0.01	-0.00	-0.02
1993ac	17.98	0.08	17.84	0.09	17.59	0.07	17.97	0.08	0.97	0.11	4.163	-0.02	-0.02	-0.13
1993ae	15.36	0.06	15.34	0.06	15.32	0.06	15.65	0.06	1.45	0.05	1.210	-0.01	-0.01	-0.04
1994M	16.35	0.06	16.18	0.06	16.04	0.06	16.34	0.06	1.38	0.05	1.946	-0.01	-0.01	-0.05
1994S	14.74	0.07	14.83	0.06	14.82	0.06	15.16	0.06	1.10	0.06	2.304	-0.00	-0.01	-0.03
1994T	17.37	0.08	17.12	0.08	17.22	0.09	17.19	0.08	1.20	0.14	15.837	-0.01	-0.01	-0.08
1994Q	16.34	0.07	16.28	0.06	16.21	0.06	16.58	0.06	1.23	0.04	0.576	-0.01	-0.01	-0.06
1994ae	13.14	0.06	13.02	0.06	12.94	0.06	13.36	0.06	0.99	0.01	0.885	-0.01	-0.00	-0.02
1995E	14.07	0.06	13.97	0.06	14.01	0.06	14.33	0.06	1.35	0.04	1.511	-0.01	-0.01	-0.03
1995al	13.33	0.06	13.21	0.06	13.19	0.06	13.50	0.06	0.96	0.02	0.330	-0.01	-0.00	-0.02
1995ak	16.17	0.07	15.94	0.07	15.75	0.07	15.95	0.07	1.26	0.12	4.281	-0.01	-0.01	-0.05
1995ac	17.08	0.06	17.11	0.06	17.01	0.06	17.24	0.06	0.69	0.03	0.898	-0.02	-0.02	-0.14
1995bd	15.22	0.06	14.94	0.06	14.92	0.06	15.27	0.06	1.07	0.01	0.859	-0.00	-0.01	-0.03
1996C	16.61	0.06	16.56	0.06	16.43	0.07	16.89	0.06	1.05	0.07	4.150	-0.01	-0.01	-0.07
1996X	12.99	0.06	13.01	0.06	13.00	0.06	13.28	0.06	1.34	0.02	0.587	-0.01	-0.00	-0.02
1996Z	14.46	0.07	14.02	0.06	13.95	0.07	-0.00	0.06	0.86	0.08	0.280	-0.01	-0.00	-0.02
1996ab	19.61	0.07	19.43	0.06	-0.00	0.06	-0.00	0.06	1.57	0.11	1.547	-0.05	-0.12	-0.41
1996ai	16.91	0.06	15.19	0.06	14.44	0.06	14.05	0.06	0.95	0.08	6.820	-0.01	-0.00	-0.02
1996bk	15.14	0.07	14.42	0.07	14.25	0.06	14.30	0.07	1.89	0.11	11.279	-0.01	-0.00	-0.02
1996bl	16.69	0.06	16.69	0.06	16.56	0.06	16.92	0.06	1.23	0.05	3.434	-0.01	-0.01	-0.09
1996bo	15.89	0.07	15.55	0.06	15.26	0.06	15.54	0.06	1.23	0.06	37.346	-0.00	-0.01	-0.04
1996bv	15.43	0.07	15.19	0.06	15.06	0.06	15.26	0.07	0.74	0.06	12.310	-0.00	-0.01	-0.04
1998de	16.41	0.06	15.93	0.06	15.94	0.06	16.21	0.06	1.98	0.01	0.714	-0.00	-0.01	-0.03
SN1999bi	19.89	0.10	19.53	0.09	19.41	0.10	19.41	0.12	0.58	0.16	2.219	-0.05	-0.12	-0.41
SN1999bk	19.03	0.16	19.05	0.10	19.01	0.12	19.39	0.15	1.34	0.37	2.653	-0.06	-0.08	-0.32
SN1999bn	19.65	0.08	19.43	0.08	19.42	0.08	19.44	0.11	1.43	0.13	1.832	-0.05	-0.11	-0.40
SN1999bm	20.18	0.27	20.06	0.15	19.86	0.19	18.60	0.15	0.53	0.57	0.958	-0.03	-0.16	-0.45
SN1999bp	18.29	0.08	18.36	0.08	18.36	0.08	18.62	0.08	0.69	0.09	2.750	-0.05	-0.05	-0.25
SN1999au	19.39	0.13	19.13	0.09	18.96	0.09	19.46	0.09	1.17	0.13	4.432	-0.05	-0.12	-0.41
SN1999av	18.01	0.16	18.00	0.10	17.70	0.09	18.04	0.10	1.69	0.11	4.120	-0.02	-0.02	-0.14
SN1999aw	16.71	0.08	16.74	0.08	16.73	0.08	17.12	0.08	0.43	0.10	5.001	-0.02	-0.02	-0.10
SN1999ar	19.88	0.08	19.64	0.08	19.62	0.08	19.68	0.10	0.90	0.13	1.123	-0.03	-0.16	-0.45
SN1999af	20.60	0.19	20.50	0.12	20.02	0.13	19.68	0.26	0.93	0.24	0.758	-0.06	-0.08	-0.32
SN1999ax	17.86	0.10	17.68	0.09	17.40	0.10	17.85	0.11	0.70	0.44	1.766	-0.02	-0.02	-0.14
SN1999ao	17.68	0.08	17.65	0.08	17.62	0.08	17.88	0.08	1.41	0.08	1.955	-0.03	-0.03	-0.15
SN1999ac	14.23	0.08	14.07	0.08	14.20	0.08	14.36	0.08	1.12	0.02	4.051	-0.01	-0.00	-0.03
SN1999aa	14.72	0.07	14.83	0.07	14.82	0.07	15.19	0.07	1.06	0.05	3.216	-0.00	-0.01	-0.03
SN1999be	15.36	0.10	15.42	0.09	15.36	0.10	15.81	0.12	0.75	0.10	0.474	-0.01	-0.01	-0.04

Tab. B.2: Paramètres des courbes de lumière

References

AFONSO, C. 2000. *Recherche de microlentilles gravitationnelles vers le Centre Galactique avec EROS 2.* Ph.D. thesis.

AFONSO, C. *et al.* (EROS COLL.). 1998. EROS 2 intensive observation of the caustic crossing of microlensing event MACHO SMC-98-1. *Astronomy & Astrophysics*, **337**, L17–L20.

ALARD, C., & LUPTON, R. H. 1998. A Method for Optimal Image Subtraction. *Astrophysical Journal*, **503**, 325+.

ALDERING, G., DEUSTUA, S., & NUGENT, P.Ẽ. 1999. Supernovae 1999au, 1999av, 1999aw, 1999ax, 1999ay. *IAU Circular*, **7130**, 2+.

ARMSTRONG, M., & SCHWARTZ, M. 1999. "Supernova 1999aa in NGC 2595". *IAU Circular*, **7108**, 1+.

ASTIER, P. 2000. *Private communication.* Tech. rept.

BAHCALL, N. A., OSTRIKER, J. P., PERLMUTTER, S., & STEINHARDT, P. J. 1999. The Cosmic Triangle : Revealing the State of the Universe. *Science*, **284**, 1481+.

BAUER, F. 1997. *Développement et mise au point du détecteur EROS 2 pour l'étude de microlentilles gravitationnelles. Etude comparative des céphéides dans les Nuages de Magellan.* Ph.D. thesis, Université Paris 7.

BAUER, F. 1999. A slope variation in the period-luminosity relation for short period SMC Cepheids. *Astronomy & Astrophysics*, **348**, 175–183.

BERTIN, E., & ARNOUTS, S. 1996. SExtractor : Software for source extraction. *Astronomy & Astrophysics Supplement*, **117**, 393–404.

BESSELL, M. S. 1990. UBVRI passbands. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **102**, 1181–1199.

BOTTINELLI, L., GOUGUENHEIM, L., PATUREL, G., & DE VAUCOULEURS, G. 1984. "H I line studies of galaxies. III - Distance moduli of 822 disk galaxies". *Astronomy & Astrophysics Supplement*, **56**, 381–413.

BOTTINELLI, L., GOUGUENHEIM, L., PATUREL, G., & DE VAUCOULEURS, G. 1985. H I line studies of galaxies. IV - Distance moduli of 468 disk galaxies. *Astronomy & Astrophysics Supplement*, **59**(Jan.), 43–57.

BOTTINELLI, L., GOUGUENHEIM, L., PATUREL, G., & TEERIKORPI, P. 1986. The Malmquist bias and the value of H0 from the Tully-Fisher relation. *Astronomy & Astrophysics*, **156**, 157–171.

BURLES, S., & TYTLER, D. 1998. The Deuterium Abundance toward Q1937-1009. *Astrophysical Journal*, **499**, 699.

BURLES, S., NOLLETT, K., TRURAN, J., & TURNER, M. S. 1999. Sharpening the predictions of big-bang nucleosynthesis. *Physical Review Letters (Subm.)*, **82**. astro-ph/9901157.

Burstein, D., & Heiles, C. 1984. "Reddening estimates for galaxies in the Second Reference Catalog and the Uppsala General Catalog". *Astrophysical Journal Supplement Series*, **54**, 33–79.

Cappellaro, E., Turatto, M., Tsvetkov, D. Y., Bartunov, O. S., Pollas, C., Evans, R., & Hamuy, M. 1997. The rate of supernovae from the combined sample of five searches. *Astronomy & Astrophysics*, **322**, 431–441.

Cappellaro, E., Evans, R., & Turatto, M. 1999. A new determination of supernova rates and a comparison with indicators for galactic star formation. *Astronomy & Astrophysics*, **351**, 459–466.

Carlberg, R. G., Yee, H. K. C., Ellingson, E., Abraham, R., Gravel, P., Morris, S., & Pritchet, C. J. 1996. Galaxy Cluster Virial Masses and Omega. *Astrophysical Journal*, **462**, 32+.

Ciardullo, R., Jacoby, G. H., Feldmeier, J. J., & Bartlett, R. E. 1998. The Planetary Nebula Luminosity Function of M87 and the Intracluster Stars of Virgo. *Astrophysical Journal*, **492**, 62+.

Clocchiatti, A., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., DellaValle, M., Cappellaro, E., Turatto, M., Hamuy, M, & *et al.* 2000. The Luminous Type Ic SN 1992ar at z=0.145. *Astrophysical Journal*. astro-ph/9909058.

Contardo, G., Leibundgut, B., & Vacca, W.D̃. 2000. "Epochs of maximum light and bolometric light curves of type Ia supernovae". *Astronomy & Astrophysics*, **359**, 876–886.

Cox, J. P. 1980. *Theory of stellar pulsation*. Research supported by the National Science Foundation Princeton, NJ, Princeton University Press, 1980. 393 p.

de Bernardis, P., Ade, P.A.R., Artusa, R., Bock, J. J., A., Boscaleri, Crill, B. P., De Troia, P. C., & *et al.* 1999. Mapping the CMB Sky : The BOOMERANG experiment. astro-ph/9911461.

Derue, F. 1999. *Recherche d'événements de microlentille gravitationnelle dans les bras spiraux de la galaxie avec EROS II*. Ph.D. thesis, Université Paris 11. report LAL/CNRS.

Drell, P. S., Loredo, T. J., & Wasserman, I. 2000. Type Ia Supernovae, Evolution, and the Cosmological Constant. *Astrophysical Journal*, **530**, 593–617.

Feast, M. W., & Catchpole, R. M. 1997. The Cepheid period-luminosity zero-point from HIPPARCOS trigonometrical parallaxes. *Monthly Notices of the Royal Atronomical Society*, **286**, L1–L5.

Federspiel, M., Tammann, G. A., & Sandage, A. 1998. The Virgo Cluster Distance from 21 Centimeter Line Widths. *Astrophysical Journal*, **495**, 115+.

Ferrarese, L., Mould, J. R., Kennicutt, R. C., Huchra, J., Ford, H. C., Freedman, W. L., Stetson, P. B., Madore, B. F., Sakai, S., Gibson, B. K., Graham, J. A., Hughes, S. M., Illingworth, G. D., Kelson, D. D., Macri, L., Sebo, K., & Silbermann, N. A. 2000. The Hubble Space Telescope Key Project on the Extragalactic Distance Scale. XXVI. The Calibration of Population II Secondary Distance Indicators and the Value of the Hubble Constant. *Astrophysical Journal*, **529**(Feb.), 745–767.

Filippenko, A. V. 1997. Optical Spectra of Supernovae. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **35**, 309–355.

Filippenko, A. V., Richmond, M. W., Branch, D., Gaskell, M., Herbst, W., Ford, C. H., Treffers, R. R., Matheson, T., Ho, L. C., Dey, A., Sargent, W. L. W., Small, T. A., & van Breugel, W. J. M. 1992. The subluminous, spectroscopically peculiar type IA supernova 1991bg in the elliptical galaxy NGC 4374. *Astrophysical Journal*, **104**, 1543–1556.

Fixsen, D. J., Cheng, E. S., Gales, J. M., Mather, J. C., Shafer, R. A., & Wright, E. L. 1996. The Cosmic Microwave Background Spectrum from the Full COBE FIRAS Data Set. *Astrophysical Journal*, **473**, 576+.

Freedman, W. L. 1999. The Hubble Constant and the Expansion Age of the Universe. *Physics Reports*.

Freedman, W. L., Mould, J. R., Kennicutt, R. C., Jr., & Madore, B. F. 1999. The Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *Pages 17+ of : IAU Symp. 183 : Cosmological Parameters and the Evolution of the Universe*, vol. 183.

Fukugita, M., Hogan, C.J, & Peebles, P.J.E. 1998. The cosmic baryon budget. *Astrophysical Journal*, **503**, 518.

Gibson, B. K. 1999. The Distance to the Large Magellanic Cloud. *In : Mem. Soc. Astron. Italiana (MemSAI)*. astro-ph/9910574.

Gibson, B.K̃., Stetson, P.B̃., Freedman, W.L̃., Mould, J.R̃., Kennicutt, R.C̃., Huchra, J.P̃., Sakai, S., Graham, J.Ã., Fassett, C.Ĩ., Kelson, D.D̃., Ferrarese, L., Hughes, S. M.G̃., Illingworth, G.D̃., Macri, L.M̃., Madore, B.F̃., Sebo, K.M̃., & Silbermann, N.Ã. 2000. "The Hubble Space Telescope Key Project on the Extragalactic Distance Scale. XXV. A Recalibration of Cepheid Distances to Type IA Supernovae and the Value of the Hubble Constant". *Astrophysical Journal*, **529**, 723–744.

Giovanelli, R., Haynes, M. P., Herter, T., Vogt, N. P., Wegner, G., Salzer, J. J., da Costa, L. N., & Freudling, W. 1997. The I band Tully-Fisher relation for cluster galaxies : data presentation. *Astrophysical Journal*, **113**, 22–52.

Goldman, B. 2000. Ph.D. thesis, Université de Paris 11. CEA-DAPNIA/SPP.

Hamilton, J.-C. 1999. *Recherche automatisée de supernovæ A des distances intermédiaires et analyse photométrique de leurs courbes de lumière.* Ph.D. thesis, Université de Paris 11.

Hamuy, M., Walker, A. R., Suntzeff, N. B., Gigoux, P., Heathcote, S. R., & Phillips, M. M. 1992. Southern spectrophotometric standards. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **104**, 533–552.

Hamuy, M., Phillips, M.M̃., Wells, L.Ã., & Maza, J. 1993. "K Corrections for type IA supernovae". *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **105**, 787–793.

Hamuy, M., Philips, M. M., Maza, J., Suntzeff, N. B., della Valle, M., Danziger, J., Antezana, R., Wischnjwesky, M., Aviles, R., Schommer, R. A., Kim, Y. ., Wells, L. A., Ruiz, M. T., Prosser, C. F., Krzeminski, W., Baylin, C. D., Hartigan, P., & Hughes, J. 1994a. SN 1992K : A twin to the subluminous Type IA SN 1991bg. *Astrophysical Journal*, **108**, 2226–2232.

Hamuy, M., Suntzeff, N. B., Heathcote, S. R., Walker, A. R., Gigoux, P., & Phillips, M. M. 1994b. Southern spectrophotometric standards, 2. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **106**, 566–589.

Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., Schommer, R. A., Maza, J., & Aviles, R. 1996a. The Absolute Luminosities of the Calan/Tololo Type Ia Supernovae. *Astrophysical Journal*, **112**, 2391+.

Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., Schommer, R. A., Maza, J., Antezan, A. R., Wischnjewsky, M., Valladares, G., Muena, C., Gonzales, L. E., Aviles, R., Wells, L. A., Smith, R. C., Navarrete, M., Covarrubias, R., Williger, G. M., Walker, A. R., Layden, A. C., Elias, J. H., Baldwin, J. A., Hernandez, M., Tirado, H., Ugarte, P., Elston, R., Saavedra, N., Barrientos, F., Costa, E., Lira, P., Ruiz, M. T., Anguita, C., Gomez, X., Ortiz, P., della Valle, M., Danziger, J., Storm, J., Kim, Y. C., Bailyn, C., Rubenstein, E. P., Tucker, D., Cersosimo, S., Mendez, R. A., Siciliano, L., Sherry, W., Chaboyer, B., Koopmann, R. A., Geisler, D., Sarajedini, A., Dey, A., Tyson, N., Rich, R. M., Gal, R., Lamontagne, R., Caldwell, N., Guhathakurta, P., Phillips, A. C., Szkody, P., Prosser, C., Ho, L. C., McMahan, R., Baggley, G., Cheng, K. P., Havlen, R., Wakamatsu, K., Janes, K., Malkan, M., Baganoff, F., Seitzer, P., Shara, M., Sturch, C., Hesser, J., Hartig, A. N. P., Hughes, J., Welch, D., Williams, T. B., Ferguson, H., Francis, P. J., French, L., Bolte, M., Roth, J., Odewahn, S., Howell, S., & Krzeminski, W. 1996b. BVRI Light Curves for 29 Type IA Supernovae. *Astrophysical Journal*, **112**, 2408+.

Hamuy, M., Phillips, M. M., Suntzeff, N. B., Schommer, R. A., Maza, J., & Aviles, R. 1996c. The Hubble Diagram of the Calan/Tololo Type IA Supernovae and the Value of HO. *Astrophysical Journal*, **112**, 2398+.

Hardin, D. 1998. *Recherche de supernovœavec EROS & mesure du taux d'explosion de supernovæ*. Ph.D. thesis, Université de Paris 11. CEA-DAPNIA/SPP.

Hubble, E., & Humason, M. L. 1931. The Velocity-Distance Relation among Extra-Galactic Nebulae. *Astrophysical Journal*, **74**, 43+.

Jaffe, A. H., Ade, P. A. R., Balbi, A., Bock, J. J., & *al.* 2000. Cosmology from Maxima-1, Boomerang and COBE/DMR CMB Observations. *Physical Review Letters (Subm.)*. astro-ph/0007333.

Jha, S., Garnavich, P. M., Kirshner, R. P., & *al.* 1999. The Type IA Supernova 1998BU in M96 and the Hubble Constant. *Astrophysical Journal Supplement Series*, **125**, 73–97.

Joy, M., Carlstrom, J. E., Reese, E. D., Holder, G. P., Mohr, J., Patel, S. K., Grego, L., Holzapfel, W. L., Donahue, M., Hughes, J. P., & Neumann, D. 1999. Distance Estimates for High Redshift Clusters from SZ and X-ray Measurements. *Pages 5806+ of : American Astronomical Society Meeting*, vol. 194.

Kennicutt, R.C̃., Stetson, P.B̃., Saha, A., Kelson, D., Rawson, D.M̃., Sakai, S., Madore, B.F̃., Mould, J.R̃., Freedman, W.L̃., Bresolin, F., Ferrarese, L., Ford, H., Gibson, B.K̃., Graham, J.Ã., Han, M., Harding, P., Hoessel, J.G̃., Huchra, J.P̃., Hughes, S. M.G̃., Illingworth, G.D̃., Macri, L.M̃., Phelps, R.L̃., Silbermann, N.Ã., Turner, A.M̃., & Wood, P.R̃. 1998. "The Hubble Space Telescope Key Project on the Extragalactic Distance Scale. XIII. The Metallicity Dependence of the Cepheid Distance Scale". *Astrophysical Journal*, **498**, 181+.

Khokhlov, A., Mueller, E., & Hoeflich, P. 1993. Light curves of Type IA supernova models with different explosion mechanisms. *Astronomy & Astrophysics*, **270**, 223–248.

Kim, A., Goobar, A., & Perlmutter, S. 1996. "A Generalized K Correction for Type IA Supernovae : Comparing R-band Photometry beyond z=0.2 with B, V, and R-band Nearby Photometry". *PASP*, **108**, 190+.

Kim, A., Regnault, N., Nugent, P., Fan, X., Newberg, H., Aldering, G., Deustua, S., Goobar, A., & Hook, I. 1999a. Supernovae. *IAU Circular*, **7117**, 1+.

KIM, A., REGNAULT, N., NUGENT, P., ALDERING, G., DAHLEN, T., GOOBAR, A., & HOOK, I. 1999b. Supernovae. *IAU Circular*, **7136**, 1+.

KOLB, E.W, & TURNER, M.S. 1990. *The Early Universe.* Addison-Wesley.

LANDOLT, A. U. 1992. UBVRI photometric standard stars in the magnitude range 11.5-16.0 around the celestial equator. *Astrophysical Journal*, **104**, 340–371.

LASSERRE, T., AFONSO, C., ALARD, C., ALBERT, J.-N., AMADON, A., ANDERSEN, J., ANSARI, R., AUBOURG, É., & *et al* (EROS COLL.). 2000. Not enough stellar Mass Machos in the Galactic Halo. *Astronomy & Astrophysics Letters.* astro-ph/0002253.

LE GUILLOU, L. 2002. Ph.D. thesis, Université de Paris 11. CEA-DAPNIA/SPP.

LEIBUNDGUT, B. 1988. *"Light curves of supernovae type, I."*. Ph.D. thesis, PhD thesis. Univ. Basel.137 pp. , (1988).

LEIBUNDGUT, B., TAMMANN, G. A., CADONAU, R., & CERRITO, D. 1991. Supernova studies. VII - an atlas of light curves of supernovae type I. *Astronomy & Astrophysics Supplement*, **89**(Sept.), 537–579.

LEIBUNDGUT, B., KIRSHNER, R. P., PHILLIPS, M. M., WELLS, L. A., SUNTZEFF, N. B., HAMUY, M., SCHOMMER, R. A., WALKER, A. R., GONZALEZ, L., UGARTE, P., WILLIAMS, R. E., WILLIGER, G., GOMEZ, M., MARZKE, R., SCHMIDT, B. P., WHITNEY, B., COLDWELL, N., PETERS, J., CHAFFEE, F. H., FOLTZ, C. B., REHNER, D., SICILIANO, L., BARNES, T. G., CHENG, K. ., HINTZEN, P. M. N., KIM, Y. ., MAZA, J., PARKER, J. W., PORTER, A. C., SCHMIDTKE, P. C., & SONNEBORN, G. 1993. SN 1991bg - A type Ia supernova with a difference. *Astrophysical Journal*, **105**, 301–313.

LI, W. D., QIU, Y. L., QIAO, Q. Y., ZHU, X. H., HU, J. Y., RICHMOND, M. W., FILIPPENKO, A. V., TREFFERS, R. R., PENG, C. Y., & LEONARD, D. C. 1999. The Type IA Supernova 1997BR in ESO 576-G40. *Astrophysical Journal*, **117**, 2709–2724.

LI, WIDONG, FILIPPENKO, ALEXEI V., TREFFERS, R. R., RIESS, A. G., HU, JINGYAO, & QIU, Y. L. 2000. A High Intrinsic Peculiarity Rate Among Type Ia Supernovae. astro-ph/0006292.

LIN, H., KIRSHNER, R. P., SHECTMAN, S. A., LANDY, S. D., OEMLER, A., TUCKER, D. L., & SCHECHTER, P. L. 1996. The Luminosity Function of Galaxies in the Las Campanas Redshift Survey. *Astrophysical Journal*, **464**, 60+.

LIRA, P., HAMUY, M., WELLS, L. A., SMITH, R. C., SUNTZEFF, N. B., PHILLIPS, M. M., SCHOMMER, R. A., AVILES, R., BALDWIN, J. A., & MAZA, J. 1998. "Optical light curves of the Type IA supernovae SN 1990N and 1991T". *Astrophysical Journal*, **115**, 234+.

MADAU, P., DELLA VALLE, M., & PANAGIA, N. 1998. On the evolution of the cosmic supernova rates. *Monthly Notices of the Royal Atronomical Society*, **297**, L17–+. astro/ph9803284.

MADORE, B. F., & FREEDMAN, W. L. 1998. HIPPARCOS Parallaxes and the Cepheid Distance Scale. *Astrophysical Journal*, **492**, 110+.

MANSOUX, B. 1997. *Première analyse des données relatives aux bras spiraux de la voie lactée dans l'expérience EROS 2.* Ph.D. thesis, Université Paris 7.

MATHEWSON, D. S., & FORD, V. L. 1996. Parameters of 2447 Southern Spiral Galaxies for Use in the Tully-Fisher Relation. *Astrophysical Journal Supplement Series*, **107**, 97+.

MISNER, C. W., THORNE, K. S., & WHEELER, J. A. 1973. *Gravitation.* Freeman.

MODJAZ, M., KING, J.Ỹ., PAPENKOVA, M., FRIEDMAN, A., JOHNSON, R.Ã., LI, W.D̃., TREFFERS, R.R̃., & FILIPPENKO, A.Ṽ. 1999. Supernova 1999ac in NGC 6063. *IAU Circular*, **7114**, 1+.

MOHR, J. J., CARLSTROM, J. E., HOLDER, G. P., HOLZAPFEL, W. L., JOY, M. K., LEITCH, E. M., & REESE, E. D. 1999. A Sunyaev-Zel'dovich Effect Survey for High Redshift Clusters. *In : VLT Opening Symposium.* astro-ph/9905256.

MONTGOMERY, K.Ã., MARSCHALL, L.Ã., & JANES, K.Ã. 1993. "CCD photometry of the old open cluster M67". *Astrophysical Journal*, **106**, 181–219.

NEISTEIN, E., MAOZ, D., RIX, H., & TONRY, J. L. 1999. A Tully-Fisher Relation for S0 Galaxies. *Astrophysical Journal*, **117**, 2666–2675.

NOMOTO, K., MAZZALI, P. A., NAKAMURA, T., IWAMOTO, K., MAEDA, K., SUZUKI, T., TURATTO, M., DANZIGER, I. J., & PATAT, F. 2000. The Properties of Hypernovae : SNe Ic 1998bw, 1997ef, and SN IIn 1997cy. astro-ph/0003077.

NUGENT, P., PHILLIPS, M., BARON, E., BRANCH, D., & HAUSCHILDT, P. 1995. Evidence for a Spectroscopic Sequence among Type 1a Supernovae. *Astrophysical Journal Letters*, **455**, L147–+.

NUGENT, P., MCMILLAN, R.S̃., GEHRELS, T., LARSEN, J.Ã., MONTANI, J.L̃., SCOTTI, J.Ṽ., DANZL, N., GLEASON, A., & ALDERING, G. 1999. Supernovae 1999be and 1999bf. *IAU Circular*, **7134**, 1+.

OKE, J.B̃., & SANDAGE, A. 1968. "Energy Distributions, K Corrections, and the Stebbins-Whitford Effect for Giant Elliptical Galaxies". *Astrophysical Journal*, **154**, 21+.

PAIN, R., HOOK, I. M., DEUSTUA, S., GABI, S., GOLDHABER, G., GROOM, D., KIM, A. G., KIM, M. Y., LEE, J. C., PENNYPACKER, C. R., PERLMUTTER, S., SMALL, I. A., GOOBAR, A., ELLIS, R. S., MCMAHON, R. G., GLAZEBROOK, K., BOYLE, B. J., BUNCLARK, P. S., CARTER, D., & IRWIN, M. J. 1996. The Type IA Supernova Rate at Z approximately 0.4. *Astrophysical Journal*, **473**, 356+.

PALANQUE-DELABROUILLE, N. 1997a. *Research on galactic dark matter implied by gravitational microlensing.* Ph.D. thesis, Université de Paris 7. CEA-DAPNIA/SPP.

PALANQUE-DELABROUILLE, N. *et al.* (EROS COLL.). 1997b. Microlensing towards the Small Magellanic Cloud. EROS 2 first year survey. *Astronomy & Astrophysics*, **332**, 1.

PARODI, B. R., SAHA, A., SANDAGE, A., & TAMMANN, G. A. 1999. Supernova type Ia luminosities, their dependence on second parameters and the value of H_0. *ApJ.* astro-ph/0004063.

PATAT, F., BENETTI, S., CAPPELLARO, E., DANZIGER, I. J., DELLA VALLE, M., MAZZALI, P. A., & TURATTO, M. 1996. The type IA supernova 1994D in NGC 4526 : the early phases. *Monthly Notices of the Royal Atronomical Society*, **278**, 111–124.

PEEBLES, P. 1993. *Principles of Physical Cosmology.* Princeton Univserity Press, New Jersey.

PENZIAS, A. A. & WILSON, R. W. 1965. A Measurement of Excess Antenna Temperature 4080 Mc/s. *Astrophysical Journal*, **142**, 419+.

PERLMUTTER, S., ALDERING, G., BOYLE, B. J., CASTRO, P. G., COUCH, W. J., DEUSTUA, S., FABBRO, S., ELLIS, R. S., FILIPPENKO, A. V., FRUCHTER, A., GOLDHABER, G., GOOBAR, A., GROOM, D. E., HOOK, I. M., IRWIN, M., KIM, A. G., KIM, M. Y., KNOP, R. A., LEE, J. C., MATHESON, T., MCMAHON, R. G., NEWBERG, H. J. M., LIDMAN, C., NUGENT, P., NUNES, N. J., PAIN, R., PANAGIA, N., PENNYPACKER, C. R., PERLMUTTER, S., QUIMBY, R., RUIZ-LAPUENTE, P., SCHAEFER, B., WALTON, N., & THE SUPERNOVA COSMOLOGY PROJECT. 1998. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *Pages E146–+ of : Abstracts of the 19th Texas Symposium* *on Relativistic Astrophysics and Cosmology, held in Paris, France, Dec. 14-18, 1998. Eds. : J. Paul, T. Montmerle, and E. Aubourg (CEA Saclay).*

PERLMUTTER, S., ALDERING, G., GOLDHABER, G., KNOP, R. A., NUGENT, P., CASTRO, P. G., DEUSTUA, S., FABBRO, S., GOOBAR, A., GROOM, D. E., HOOK, I. M., KIM, A. G., KIM, M. Y., LEE, J. C., NUNES, N. J., PAIN, R., PENNYPACKER, C. R., QUIMBY, R., LIDMAN, C., ELLIS, R. S., IRWIN, M., MCMAHON, R. G., RUIZ-LAPUENTE, P., WALTON, N., SCHAEFER, B., BOYLE, B. J., FILIPPENKO, A. V., MATHESON, T., FRUCHTER, A. S., PANAGIA, N., NEWBERG, H. J. M., COUCH, W. J., & THE SUPERNOVA COSMOLOGY PROJECT. 1999. Measurements of Omega and Lambda from 42 High-Redshift Supernovae. *Astrophysical Journal*, **517**, 565–586.

PHILLIPS, M. M. 1993. The absolute magnitudes of Type IA supernovae. *Astrophysical Journal Letters*, **413**, L105–L108.

PHILLIPS, M. M., PHILLIPS, A. C., HEATHCOTE, S. R., BLANCO, V. M., GEISLER, D., HAMILTON, D., SUNTZEFF, N. B., JABLONSKI, F. J., STEINER, J. E., COWLEY, A. P., SCHMIDTKE, P., WYCKOFF, S., HUTCHINGS, J. B., TONRY, J., STRAUSS, M. A., THORSTENSEN, J. R., HONEY, W., MAZA, J., RUIZ, M. T., LANDOLT, A. U., UOMOTO, A., RICH, R. M., GRINDLAY, J. E., COHN, H., SMITH, H. A., LUTZ, J. H., LAVERY, R. J., & SAHA, A. 1987. The type 1a supernova 1986G in NGC 5128 - Optical photometry and spectra. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **99**, 592–605.

PHILLIPS, M. M., LIRA, P., SUNTZEFF, N. B., SCHOMMER, R. A., HAMUY, M., & MAZA, J. 1999a. The Reddening-Free Decline Rate Versus Luminosity Relationship for Type IA Supernovae. *Astrophysical Journal*, **118**, 1766–1776.

PHILLIPS, M.M̃., KUNKEL, W., & FILIPPENKO, A.Ṽ. 1999b. Supernova 1999ac in NGC 6063. *IAU Circular*, **7122**, 2+.

PIERCE, M.J̃. 1994. "Luminosity-line-width relations and the extragalactic distance scale. 2 : A comparison with Types IA and II supernovae". *Astrophysical Journal*, **430**, 53–62.

PIERCE, M. J., & JACOBY, G. H. 1995. "New" B and V Photometry of the "Old" Type IA Supernova SN 1937C : Implications for H0. *Astrophysical Journal*, **110**, 2885+.

PSKOVSKII, I. P. 1977. Light curves, color curves, and expansion velocity of type I supernovae as functions of the rate of brightness decline. *Soviet Astronomy*, **21**, 675–682.

REISS, D., SABINE, S., GERMANY, L., & SCHMIDT, B. 1999. Supernova 1999ao in Anonymous Galaxy. *IAU Circular*, **7124**, 2+.

RENAULT, C., *et al.* (EROS COLL.). 1997. Observational limits on machos in the Galactic Halo. *Astronomy & Astrophysics*, **324**, 69.

RICHMOND, M. W., TREFFERS, R. R., FILIPPENKO, A. V., VAN DYK, S. D., PAIK, Y., PENG, C., MARSCHALL, L. A., LAAKSONEN, B. D., MACINTOSH, B., & MCLEAN, I. S. 1995. UBVRI Photometry of the Type IA SN 1994D in NGC 4526. *Astrophysical Journal*, **109**, 2121+.

RICHTLER, T., & DRENKHAHN, G. 1999. The Hubble constant from Type Ia Supernovae in Early-Type Galaxies. astro-ph/9909117.

RIESS, A.G̃., PRESS, W.H̃., & KIRSHNER, R.P̃. 1996. "A Precise Distance Indicator : Type IA Supernova Multicolor Light-Curve Shapes". *Astrophysical Journal*, **473**, 88+.

RIESS, A. G., FILIPPENKO, A. V., CHALLIS, P., CLOCCHIATTI, A., DIERCKS, A., GARNAVICH, P. M., GILLILAND, R. L., HOGAN, C. J., JHA, S., KIRSHNER, R. P., LEIBUNDGUT, B., Phillips, M. M., Reiss, D., Schmidt, B. P., Schommer, R. A., Smith, R. C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N. B., & Tonry, J. 1998a. Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *Astrophysical Journal*, **116**, 1009–1038.

Riess, A. G., Nugent, P., Filippenko, A. V., Kirshner, R. P., & Perlmutter, S. 1998b. Snapshot Distances to Type IA Supernovae : All in "One" Night's Work. *Astrophysical Journal*, **504**, 935+.

Riess, A. G., Kirshner, R. P., Schmidt, B. P., Jha, S., Challis, P., Garnavich, P. M., Esin, A. A., Carpenter, C., Grashius, R., Schild, R. E., Berlind, P. L., Huchra, J. P., Prosser, C. F., Falco, E. E., Benson, P. J., Briceño, C. ;., Brown, W. R., Caldwell, N., dell'Antonio, I. P., Filippenko, A. V., Goodman, A. A., Grogin, N. A., Groner, T., Hughes, J. P., Green, P. J., Jansen, R. A., Kleyna, J. T., Luu, J. X., Macri, L. M., McLeod, B. A., McLeod, K. K., McNamara, B. R., McLean, B., Milone, A. A. E., Mohr, J. J., Moraru, D., Peng, C., Peters, J., Prestwich, A. H., Stanek, K. Z., Szentgyorgyi, A., & Zhao, P. 1999. BVRI Light Curves for 22 Type IA Supernovae. *Astrophysical Journal*, **117**, 707–724.

Sachs, R. K., & Wolfe, A. M. 1967. Perturbations of a Cosmological Model and Angular Variations of the Microwave Background. *Astrophysical Journal*, **147**, 73+.

Sadakane, K., Yokoo, T., Arimoto, J., Matsumoto, K., Honda, S., Tanabe, K., Wakamatsu, K., Nishida, M., Yoshida, M., & Takada-Hidai, M. 1996. "Type-Ia Supernova SN 1995D in NGC 2962 : Optical V, R, and I Band Photometry and Spectra". *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **48**, 51–57.

Sakai, S., Mould, J. R., Hughes, S. M. G., Huchra, J. P., Macri, L. M., Kennicutt, R. C., Jr., Gibson, B. K., Ferrarese, L., Freedman, W. L., Han, M., Ford, H. C., Graham, J. A., Illingworth, G. D., Kelson, D. D., Madore, B. F., Sebo, K., Silbermann, N. A., & Stetson, P. B. 2000. The Hubble Space Telescope Key Project on the Extragalactic Distance Scale. XXIV. The Calibration of Tully-Fisher Relations and the Value of the Hubble Constant. *Astrophysical Journal*, **529**, 698–722.

Sasselov, D.D̃., Beaulieu, J.P̃., Renault, C., Grison, P., Ferlet, R., Vidal-Madjar, A., Maurice, E., Prevot, L., Aubourg, E., Bareyre, P., Brehin, S., Coutures, C., Delabrouille, N., de Kat, J., Gros, M., Laurent, B., Lachieze-Rey, M., Lesquoy, E., Magneville, C., Milsztajn, A., Moscoso, L., Queinnec, F., Rich, J., Spiro, M., Vigroux, L., Zylberajch, S., Ansari, R., Cavalier, F., Moniez, M., Gry, C., Guibert, J., Moreau, O., & Tajhmady, F. 1997. "Metallicity effects on the Cepheid extragalactic distance scale from EROS photometry in the Large Magellanic Cloud and the Small Magellanic Cloud.". *Astronomy & Astrophysics*, **324**, 471–482.

Savage, B. D., & Mathis, J. S. 1979. Observed properties of interstellar dust. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **17**, 73–111.

Schatzman, E., & Praderie, F. 1990. *Les Etoiles.* Editions du CNRS.

Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998. Maps of Dust Infrared Emission for Use in Estimation of Reddening and Cosmic Microwave Background Radiation Foregrounds. *Astrophysical Journal*, **500**, 525+.

Schmidt, B. P., Suntzeff, N. B., Phillips, M. M., Schommer, R. A., Clocchiatti, A., Kirshner, R. P., Garnavich, P., Challis, P., Leibundgut, B., Spyromilio, J., Riess, A. G., Filippenko, A. V., Hamuy, M., Smith, R. C., Hogan, C., Stubbs, C., Diercks, A., Reiss, D., Gilliland, R., Tonry, J., Maza, J. #, Dressler, A., Walsh, J., & Ciardullo, R. 1998. The High-Z Supernova Search : Measuring Cosmic Deceleration and Global Curvature of the Universe Using Type IA Supernovae. *Astrophysical Journal*, **507**, 46–63.

Shectman, S. A., Landy, S. D., Oemler, A., Tucker, D. L., Lin, H., Kirshner, R. P., & Schechter, P. L. 1996. The Las Campanas Redshift Survey. *Astrophysical Journal*, **470**, 172+.

Smoot, G.F., Bennett, C. L., Kogut, A., & Wright, E. L. 1992. Structure in the COBE differential microwave radiometer first-year maps. *Astrophysical Journal Letters*, **396**, L1–L5.

Strolger, L.G̃., Ho, L.C̃., Covarrubias, R., Hamuy, M., Smith, R.C̃., Aldering, G., Knop, R., York, T., Kim, M., Filippenko, A.Ṽ., Li, W.D̃., & Schmidt, B. 1999. Supernovae 1999ap, 1999aq, 1999ar in Anonymous Galaxies. *IAU Circular*, **7125**, 1+.

Suntzeff, N. B., Phillips, M. M., Covarrubias, R., Navarrete, M., Pérez, J. J., Guerra, A., Acevedo, M. T., Doyle, L. R., Harrison, T., Kane, S., Long, K. S., Maza, J. ;, Miller, S., Piatti, A. ;., Clariá, J. J., Ahumada, A. V., Pritzl, B., & Winkler, P. F. 1999. Optical Light Curve of the Type IA Supernova 1998BU in M96 and the Supernova Calibration of the Hubble Constant. *Astrophysical Journal*, **117**, 1175–1184.

Tripp, R., & Branch, D. 1999. Determination of the Hubble Constant Using a Two-Parameter Luminosity Correction for Type IA Supernovae. *Astrophysical Journal*, **525**, 209–214.

Turatto, M., Benetti, S., Cappellaro, E., Danziger, I. J., della Valle, M., Gouiffes, C., Mazzali, P. A., & Patat, F. 1996. The properties of the peculiar type IA supernova 1991bg. I. Analysis and discussion of two years of observations. *Monthly Notices of the Royal Atronomical Society*, **283**, 1–17.

Turatto, M., Piemonte, A., Benetti, S., Cappellaro, E., Mazzali, P. A., Danziger, I. J., & Patat, F. 1998. A New Faint Type IA Supernova : SN 1997CN in NGC 5490. *Astrophysical Journal*, **116**, 2431–2437.

Turatto, M., Suzuki, T., Mazzali, P. A., Benetti, S., Cappellaro, E. Danziger, I. J., Nomoto, K., Nakamura, T., Young, T. R., & Patat, F. 2000. The properties of Supernova 1997cy associated to GRB970514. *Astrophysical Journal Letters*. astro-ph/9910324.

Vacca, W.D̃., & Leibundgut, B. 1996. "The Rise Times and Bolometric Light Curve of SN 1994D : Constraints on Models of Type IA Supernovae". *Astrophysical Journal Letters*, **471**, L37–+.

Vaughan, T. E., Branch, D., Miller, D. L., & Perlmutter, S. 1995. The blue and visual absolute magnitude distributions of Type IA supernovae. *Astrophysical Journal*, **439**, 558–564.

Wheeler, J. C., & Harkness, R. P. 1990. Type I supernovae. *Reports of Progress in Physics*, **53**, 1467–1557.

White, S. D. M., Navarro, J. F., Evrard, A. E., & Frenk, C. S. 1993. The Baryon Content of Galaxy Clusters - a Challenge to Cosmological Orthodoxy. *Nature*, **366**, 429+.

Zwicky, F. 1938. On the Search for Supernovae. *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **50**, 215+.

Recherche de supernovæ dans le cadre d'EROS2
Etude photométrique de SNIa proches et mesure de H_0

La comparaison des luminosités apparentes de lots de supernovae de type Ia (SNIa) proches (décalage spectral $z \sim 0.1$) et lointaines ($z \sim 1$) permet de préciser la géométrie de l'univers à grande échelle et de mesurer les principaux paramètres cosmologiques : la constante de Hubble H_0, la densité de matière Ω_m et la constante cosmologique Ω_Λ.

L'expérience EROS2 consacre 10% de son temps d'observation à la détection et l'étude de SNIa proches. Au printemps 1999, la Collaboration a participé à une recherche commune, coordonnée par le *Supernova Cosmology Project*, qui a permis de découvrir près de 50 supernovae, dont 20 étaient des SNIa découvertes au plus tard 10 jours après leur maximum de luminosité.

Après avoir présenté les principales méthodes de mesure des paramètres cosmologiques — chandelles standard, étude des amas riches et étude des anisotropies du rayonnement de fond cosmologique — nous décrivons la physique et les propriétés observationnelles des SNIa. La luminosité maximale de ces objets présente une dispersion faible (30%) qui peut être réduite en utilisant des corrélations avec d'autres observables (taux de décroissance principalement).

La seconde partie du manuscrit est consacrée à la présentation de l'expérience EROS2, et des techniques de détection mises en œuvre. Nous décrivons en troisième partie l'analyse des données de suivi photométrique des SNIa découvertes au printemps 1999. Nous décrivons en particulier la chaîne d'analyse photométrique, mise au point pour cette thèse ainsi que le processus d'intercalibration des 10 télescopes de suivi. Enfin, nous exposons la technique de reconstruction de la luminosité maximale et du taux de décroissance des SNIa. Les corrélations entre luminosité maximale, taux de décroissance et couleur ont été étudiées. Une valeur de la constante de Hubble : $H_0 = 67.4 \pm 2(\text{int.})^{+5.8}_{-6.4}(\text{ext.})$ a été déterminée.

Search for type Ia supernovae within the EROS2 collaboration.
Photometric study of nearby SNIa and measurement of H_0

Type Ia supernovae (SNIa) are powerful distance indicators. The comparison of nearby ($z \sim 0.1$) and distant ($z \sim 1$) SNIa apparent magnitudes leads to the determination of the large scale geometry of the universe. Cosmological parameters such as the Hubble constant H_0, the matter density Ω_m and the cosmological constant Ω_Λ can thus be determined.

The EROS2 experiment devotes about 10% of its observing time to the detection of nearby SNIa. In the spring of 1999, EROS2 participated in a worldwide search conducted by the *Supernova Cosmology Project*. This campaign resulted in the discovery of 50 supernovae. Among these, 20 turned out to be SNIa discovered within 10 days from maximum.

The thesis work is divided into 3 parts. First, we present a quick overview of the standard comological model and the main techniques used for measuring the cosmological parameters (SNIa, rich clusters properties, and anisotropies of the cosmological background radiation). We then describe the physics and observational properties of SNIa. In particular, we show that the peak absolute luminosity of these objects is uniform (within 30%), and correlates with other observables. Using these correlations, we can construct a « corrected » peak luminosity, which exhibits a lower dispersion ($\sim 10\%$).

The second part is devoted to the description of the EROS2 setup, and our SNe search techniques. In the last part, we present the analysis of the spring 1999 SNIa's photometric follow-up data. We describe the photometry software developed for this analysis as well as the complex intercalibration process of the follow-up images taken with 10 different telescopes. In the last chapter, we show how the peak luminosity and the decline rate of each SN can be reconstructed. Using these quantities, we study the correlations between the peak luminosity the decline rate and the color of SNIa, which leads to a value of H_0 : $H_0 = 67.4 \pm 2(\text{int.})^{+5.8}_{-6.4}(\text{ext.})$.